Name:

Versuch ausgeführt am:

Protokoll abgegeben am:

Testiert, Datum: Unterschrift:

Name des Assistenten:

F13 Lebensdauer von Myonen

Diese Seite bitte als Deckblatt für das Protokoll verwenden

20. Januar 2000, Irene Reinhard

Versuch F13

Bestimmung der Eigenschaften von Myonen

Ziel des Versuches

In diesem Versuch sollen Sie mit modernen Geräten und Techniken der Kern- und Teilchenphysik vertraut gemacht werden und deren Handhabung üben. Darüber hinaus soll Ihnen der Versuch zeigen, daß mit relativ einfachen Aufbauten grundlegende Zusammenhänge der Teilchenphysik und wichtige Naturkonstanten gemessen werden können.

Themenbereiche des Versuches / notwendige theoretische Vorkenntnisse:

- Eigenschaften der Elementarteilchen, insbesondere der Leptonen und Myonen
- Myon–Zerfall
- Myon–Einfang
- Magnetisches Moment von Elementarteilchen
- Entstehung von Myonen in der kosmischen Höhenstrahlung
- Polarisation kosmischer Myonen
- Zerfallsasymmetrie beim Myon–Zerfall
- Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie
- Funktionsweise eines Szintillationsdetektors
- Prinzip von Koinzidenzschaltungen

Literatur

(Beispiele einer größeren Auswahl, in denen Vertiefungen des Themenbereiches zu finden sind.)

R. Adair and H. Kasha:	„Cosmic Ray Muons“, in: „Muon Physics I“, Academic Press, New York (1977), V.W. Hughes und C.S. Wu (Hrsg.)
V.W. Hughes and G. zu Putlitz:	„Muonium“, in „Quantum Electrodynamics“, T. Kinoshita, World Scientific, Singapore (1990)
K. Jungmann:	„Präzisionsmessungen am Myoniumatom“, Phys. Blätter 51, 1167 (1995)
W.R. Leo:	„Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer (1987)
E. Lohrmann:	„Elementarteilchenphysik“, Teubner (1983)
B.R. Martin and G. Shaw:	„Particle Physics“, John Wiley & Sons (1992)
D. Perkins:	„Introduction to High Energy Physics“
B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche:	„Teilchen und Kerne“, Springer (1993)
F. Scheck:	„Muon Physics“, Phys. Rep. 44c, 187 (1978)

1. Einführung in das Themenfeld der Myonenphysik

Alle experimentellen Erfahrungen im Bereich der Teilchenphysik lassen sich im sogenannten *Standardmodell* beschreiben. Bisher sind keine signifikanten Abweichungen davon beobachtet worden. Diese Theorie geht davon aus, daß die uns umgebende physikalische Welt aus Leptonen und Quarks als elementaren Bausteinen aufgebaut ist. Diese Teilchen tragen jeweils halbzahligen Spin und sind somit Fermionen (vgl. Abb. 1). Es gibt 6 Leptonen (e, ν_e, μ, ν_μ, τ, ν_τ) und 6 Quarks (*u*, *d*, *c*, *s*, *t*, *b*), die in Familien zu jeweils 2 Teilchen zusammengefaßt werden können. Zu jedem der Teilchen gibt es ein Antiteilchen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung. Die bekannten 4 Wechselwirkungen (vgl. Abb. 4) werden durch bosonische Teilchen vermittelt (vgl. Abb. 2). Dazu gehören das Photon, die $W^\pm$–Bosonen und das Z^0–Boson, Gluonen, sowie das Graviton. Die wesentlichen Unterschiede zwischen Leptonen und Quarks bestehen darin, daß Leptonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und daß diese als freie Teilchen beobachtbar sind. Quarks sind als freie Teilchen bisher nicht beobachtet worden. Sie stellen die Bausteine für die aus ihnen zusammengesetzten Hadronen dar, dazu gehören die aus 2 Quarks bestehenden Mesonen und die aus 3 Quarks zusammengesetzten Baryonen (vgl. Abb. 3).

FERMIONEN Materiebausteine
Spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Leptonen, Spin = 1/2		
Flavor	Masse [MeV/c^2]	Elektrische Ladung [e]
ν_e Elektron-Neutrino	< 7x10^{-6}	0
e Elektron	0.511	-1
ν_μ Myon-Neutrino	< 0.2	0
μ Myon	106	-1
ν_τ Tau-Neutrino	< 30	0
τ Tau	1777.1	-1

Quarks, Spin = 1/2		
Flavor	ungefähre Masse [GeV/c^2]	Elektrische Ladung [e]
u up	0.005	2/3
d down	0.01	-1/3
c charm	1.5	2/3
s strange	0.2	-1/3
t top	173	2/3
b bottom	4.7	-1/3

Abb. 1: Fermionische Bausteine der Materie.

BOSONEN

Wechselwirkungen vermittelnde Teilchen
Spin = 0, 1, 2, ...

Elektroschwacher Spin = 1	Masse [GeV/c^2]	Elektrische Ladung [e]
γ Photon	0	0
W^-	80.22	-1
W^+	80.22	+1
Z^0	91.187	0

Starker oder Farb-Spin = 1	Masse [GeV/c^2]	Elektrische Ladung [e]
g gluon	0	0

Abb. 2: Nachgewiesene Bosonen, die elementare Wechselwirkungen vermitteln.

Beispiele bosonischer Hadronen

Mesonen $q\bar{q}$					
Symbol	Name	Quark	Elektrische Ladung [e]	Masse [GeV/c^2]	Spin
π^+	Pion	$u\bar{d}$	+1	0.140	0
K^-	Kaon	$s\bar{u}$	-1	0.494	0
p^+	Rho	$u\bar{d}$	+1	0.770	1
D^+	D^+	$c\bar{d}$	+1	1.869	0
η_c	Eta-c	$c\bar{c}$	0	2.979	0

Beispiele fermionischer Hadronen

Baryonen qqq und Antibaryonen $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$					
Symbol	Name	Quark-inhalt	Elektrische Ladung [e]	Masse [GeV/c^2]	Spin
p	Proton	uud	1	0.938	1/2
$\bar{p}$	Anti-Proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0.938	1/2
n	Neutron	udd	0	0.940	1/2
Λ	Lambda	uds	0	1.116	1/2
Ω	Omega	sss	-1	1.672	3/2

Abb. 3: Aus Quarks zusammengesetzte Hadronen.

Eigenschaften der Wechselwirkungen

Eigenschaft \ Wechselwirkung	Gravitation	Schwach (Elektroschwach)	Elektromagnetisch (Elektroschwach)	Stark: Fundamental	Stark: Rest
wirkt auf:	Masse - Energie	Flavor	Elektrische Ladung	Color Ladung	starke "Rest"-wechselwirkung
davon betroffene Teilchen	Alle	Quarks, Leptonen	elektrisch geladen	Quarks, Gluonen	Hadronen
Die Wechselwirkung vermittelnde Teilchen	Graviton (noch nicht beobachtet)	W^+, W^-, Z^0	γ	Gluonen	Mesonen
Stärke für zwei Quarks bei: (relativ zu elektromagnetisch) 10^{-18} m	10^{-41}	0.8	1	25	–
$3 \cdot 10^{-17}$ m	10^{-41}	10^{-4}	1	60	
für zwei Protonen im Kern	10^{-36}	10^{-7}	1	–	20

Abb. 4: Eigenschaften der vier fundamentalen Wechselwirkungen.

In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit dem Myon, welches als positives oder negatives Teilchen vorkommt. Myonen gehören zusammen mit ihren Neutrinos ($\overline{\nu_\mu}, \nu_\mu$) der 2. Generation von Elementarteilchen an. Das negative Myon (μ^-) ist ein Teilchen, das positive Myon

(μ^+) ist ein Antiteilchen. In seinem physikalischen Verhalten unterscheidet sich das Myon vom Elektron lediglich durch seine etwa 207fach größere Masse und allen von der Masse abhängigen Eigenschaften. Das Myon zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von 2.2 μs in ein Elektron, ein elektronisches Antineutrino und ein myonisches Neutrino:

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \overline{\nu_e} \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \overline{\nu_\mu} + \nu_e \quad . \end{aligned} \tag{1}$$

Während Myonen wie alle massiven Teilchen sowohl linkshändig als auch rechtshändig vorkommen, gibt es Neutrinos nur als linkshändige Teilchen. Diese Tatsache steht in engem Zusammenhang mit der in der schwachen Wechselwirkung beobachteten Verletzung der Parität. Sie führt beim Myonzerfall dazu, daß das Elektron nach dem Zerfall vornehmlich entgegen der Spinrichtung des Myons ausgesandt wird (vgl. Abb. 5). Diese Myonzerfalls-asymmetrie wird in einer Vielzahl moderner Myonenexperimente sowohl im Bereich der Grundlagenforschung in der Teilchenphysik als auch bei anwendungsorientierter Forschung ausgenutzt. Auch der hier vorliegende Versuch nutzt diese Eigenschaft des Myonzerfalls in einigen Teilen wesentlich.

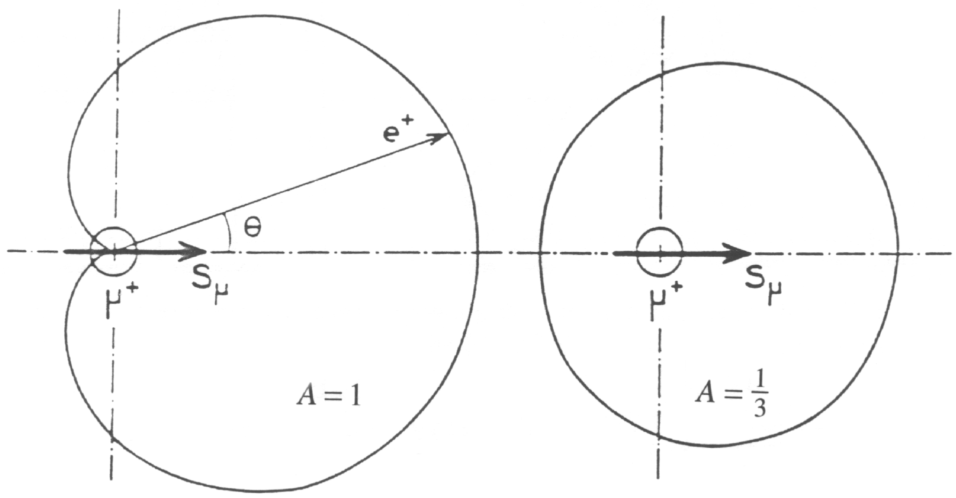

Abb. 5: Die Winkelverteilung der Positronen beim Zerfall ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \overline{\nu_\mu} + \nu_e$) des positiven Myons folgt der Verteilung $N(\theta) \propto 1 + A\cos\theta$ um die Spinrichtung. Hierbei ist A der von der Positronenergie abhängige Asymmetrieparameter. $A = 1$ entspricht der maximalen Zerfallspositronenenergie, $A = \frac{1}{3}$ ist der Wert, der sich beim Mitteln über alle Positronenenergien ergibt (vgl. Gln. 11, 12).

Das Myon ist nach unserem heutigen Kenntnisstand ein „punktförmiges" Teilchen ($r_\mu < 10^{-18}\ m$) ohne innere Struktur. Daher kann insbesondere seine elektromagnetische Wechselwirkung mit externen Feldern oder anderen Teilchen sehr genau berechnet werden.

Dies läßt sich zum Beispiel für die Suche nach Abweichungen vom Standardmodell in Präzisionsexperimenten ausnutzen. Es können dabei aber auch höchst genaue Werte für fundamentale Naturkonstanten bestimmt werden.

2. Quellen für Myonen

2.1 Erzeugung von Myonen in der kosmischen Höhenstrahlung

Beim vorliegenden Versuch arbeiten wir mit Myonen aus der Höhenstrahlung. Diese treffen auf der Erde mit einer Intensität von etwa 100 Teilchen $/\, m^2 \; s \; sterad$ auf Meereshöhe ein. Die kosmische Primärstrahlung besteht im wesentlichen aus energiereichen Protonen. Dabei liegt die größte beobachtete Energie im Bereich von $10^{11}\, GeV$. Die größte in Beschleunigern erreichte Energie liegt heute bei etwa $1\, TeV$ (Tevatron, Fermi–Lab, USA); am LHC–Speicherring sollen Protonen auf $7\, TeV$ beschleunigt werden. Bei Zusammenstößen der Protonen mit Molekülen in oberen Atmosphärenschichten entstehen u. a. geladene Pionen (π^+ und π^-) sowie K–Mesonen nach z. B. den Reaktionen

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ \\ p + n &\rightarrow p + p + \pi^- \\ p + p &\rightarrow p + \Lambda + K^+ \quad . \end{aligned} \tag{2}$$

Bei diesen Prozessen erhalten viele der entstehenden Mesonen selbst sehr hohe kinetische Energien. Beim Zerfall der geladenen Mesonen entstehen dabei u. a. Myonen nach z. B. den Reaktionen

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu} \quad . \end{aligned} \tag{3}$$

Das Myon erhält einen großen Teil der kinetischen Energie des Mesons. Das Maximum der Energieverteilung der am Erdboden ankommenden Myonen liegt bei etwa $1\, GeV$ (vgl. Abb. 6). Die mittlere kinetische Energie liegt bei etwa $2\, GeV$.

Da Myonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen verlieren sie ihre kinetische Energie nur durch elektromagnetische Wechselwirkungen, d. h. vornehmlich durch Ionisation der von ihnen durchflogenen Materie. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist wegen der großen Myonmasse im Gegensatz zu dem von Elektronen vergleichbarer Energie sehr klein.

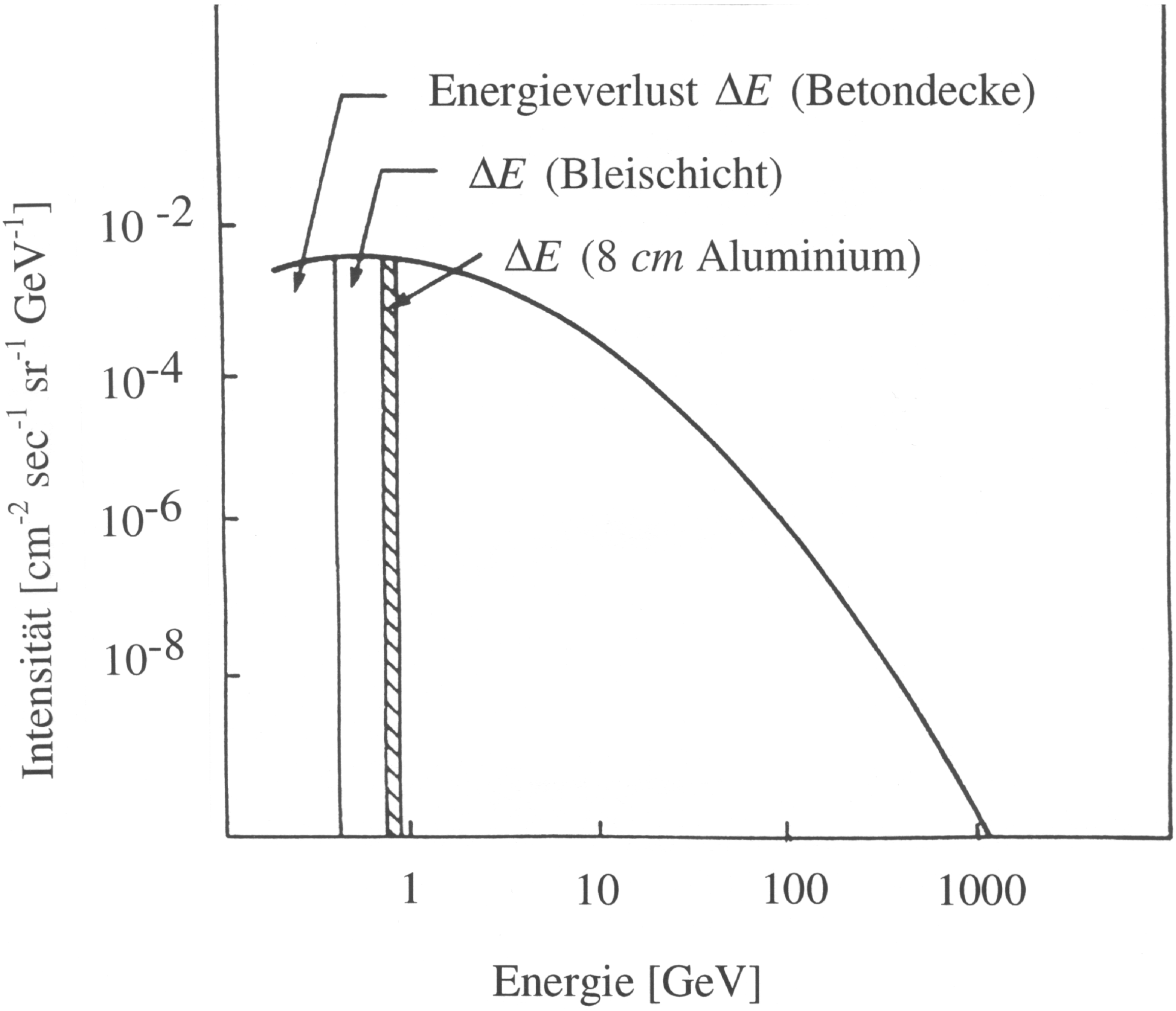

Abb. 6: Energiespektrum der Myonen aus der Höhenstrahlung, gemessen an der Erdoberfläche. Nur wenn die kinetische Energie eines Myons in dem schraffierten Energieintervall des Spektrums liegt, wird es in der ersten Al–Platte des Aufbaus (vgl. Abb. 10) zur Ruhe kommen. Durch eine Bleischicht oberhalb der Apparatur kann dieses Energieintervall auf das Intensitätsmaximum gelegt werden.

Der Energieverlust beträgt bei hohen kinetischen Energien etwa 2 $MeV / g\,cm^{-2}$. Dies entspricht etwa einem Energieverlust von 1 MeV in 4 m Luft in der Nähe der Erdoberfläche. Wegen der starken Zeitdilatation und der schwachen Bremswirkung der Luft können die Myonen recht große Entfernungen zurücklegen. Als Folge der positiven Primärstrahlung treten in der Höhenstrahlung mehr positive als negative Myonen auf. Für das Verhältnis der Anzahl positiver Myonen $N(\mu^+)$ zu der Zahl negativer Myonen $N(\mu^-)$ findet man

$$\frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} = 1.25 \quad . \tag{4}$$

Die Winkelverteilung der Myonen in der Höhenstrahlung folgt einer $\cos^2$–Verteilung um die Vertikale am jeweiligen Beobachtungsort.

2.2 Myonen an Beschleunigern

Für moderne Präzisionsexperimente reichen die Flüsse kosmischer Myonen nicht in allen Fällen aus. Daher gibt es weltweit mehrere Beschleunigeranlagen, an denen intensive Strahlen von Myonen erzeugt werden. Die Eigenschaften dieser Strahlen sind im allgemeinen verschieden, so daß die Experimentatoren weltweit den jeweils für die untersuchte Fragestellung geeignetsten aus einer breiten Palette auswählen können. In diesen sogenannten Mesonenfabriken werden Myonen dadurch erzeugt, daß Protonen mit typischen Energien zwischen 600 und 1000 MeV auf ein Beryllium- oder Kohlenstofftarget geschossen werden, in dem nach Kernanregungen Pionen erzeugt werden, die ihrerseits in Myonen zerfallen. Diese Myonen werden in elektromagnetischen Strahlführungssystemen, bestehend aus geschickt hintereinander angeordneten magnetischen Dipol-, Quadrupol- und z. T. Solenoidfeldern gesammelt und in Experimentierareale geleitet. Dort stehen Myonenflüsse von typisch einigen $10^6/s$ auf Flächen von der Größenordnung einiger cm^2 zur Verfügung. Es gibt kontinuierlich arbeitende Beschleuniger für Myonen im MeV–Bereich am Paul Scherrer Institut (PSI) in Villigen, Schweiz, und an der Tri–University Meson Physics Facility (TRIUMF) in Vancouver, Kanada, sowie gepulste Beschleuniger am KEK in Tsukuba, Japan, und am Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Chilton, England, sowie bei höheren Energien am CERN in Genf in der Schweiz oder am Brookhaven National Laboratory (BNL) auf Long Island, USA.

Zu den modernen Fragestellungen, die mit Myonen bearbeitet werden, zählen:

(i) Präzisionsmessungen am Myoniumatom, dem gebundenen Zustand eines positiven Myons mit einem Elektron ($M = \mu^+ e^-$), welches als ein Wasserstoffisotop angesehen werden kann, bei dem der Kern durch ein positives Myon ersetzt wird.

(ii) Messungen von Kernparametern in myonischen Atomen. Dies sind natürliche Atome, bei denen sich ein negatives Myon in einer atomaren Schale befindet ($\mu^- \ {}^Z_A X \ n\, e^-$).

(iii) Messungen am freien Myon, insbesondere dessen Larmorpräzession in einem äußeren Magnetfeld.

(iv) Untersuchung kondensierter Materie mit Myonen als Sonden. Dabei können u. a. magnetische Eigenschaften und die Dynamik chemischer Reaktionen untersucht werden.

(v) tiefinelastische Streuung hochenergetischer Myonen an Protonen und Neutronen.

Atomphysikalische präzise Messungen erlauben in vielen Fällen Aussagen, die zu Erkenntnissen in der Hochenergieteilchenphysik komplementär sind und diese oft in ihrer Genauigkeit übertreffen können. Insbesondere können dabei moderne Theorien getestet werden, die sich zum Ziel gesetzt haben, im Standardmodell nicht erklärte Zusammenhänge näher zu verstehen. An einigen dieser Messungen sind derzeit Gruppen des Heidelberger Physikalischen Institutes (i–iv) und des Max–Planck–Institutes für Kernphysik (v) maßgeblich beteiligt.

3. Schwache Wechselwirkungen am Myon

Myonen werden bei Wechselwirkung mit Materie gemäß der Bethe–Bloch–Beziehung abgebremst, bis sie zur Ruhe kommen. Während positive Myonen entweder als freie Teilchen oder nach Einfang eines Elektrons im so gebildeten Myoniumatom einen β–Zerfall zeigen, können negative Myonen myonische Atome bilden und von Atomkernen eingefangen werden. Beide Prozesse, die Myonen vernichten, werden durch die schwache Wechselwirkung beschrieben.

3.1 Die schwache Wechselwirkung

Myonzerfall und Myoneinfang werden von der schwachen Wechselwirkung verursacht, die näherungsweise als 4–Fermionen–Punktwechselwirkung verstanden werden kann. Nach dem heutigen Stand der Theorie (Standardmodell) wird die schwache Wechselwirkung durch den Austausch von virtuellen Bosonen ($W^{\pm}$, Z^0) vermittelt. Die Masse dieser Bosonen liegt bei

$$m_{W^{\pm}} = 80.33(15)\ GeV / c^2 \tag{5a}$$

und

$$m_{Z^0} = 91.187(7)\ GeV / c^2 \quad . \tag{5b}$$

Der μ^+–Zerfall hat die in Abb. 7 gegebene graphische Darstellung (Feynman–Diagramm). (Versuchen sie sich mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation klarzumachen, warum hier trotzdem in guter Näherung von einer punktförmigen Wechselwirkung gesprochen werden kann und schätzen sie die Reichweite der schwachen Kraft ab.)

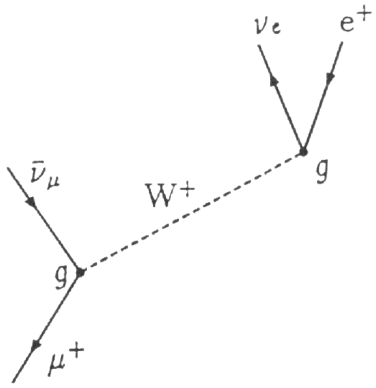

Abb. 7: Feynman–Diagramm des Myonzerfalls.

3.2 Der Myonzerfall

Die dominierende Myonzerfallsart ist in den Gleichungen (1) beschrieben. Die experimentell ermittelte Lebensdauer τ_0 beträgt dabei für beide Myonarten im Vakuum

$$\tau_0 = 2.19703(4)\ \mu s \quad . \tag{6}$$

Dies ist ein von der Particle Data Group errechneter Mittelwert vieler Präzisionsmessungen (Particle Data Group, Phys. Rev. **D 54**, 250 (1996)). Beim Zerfall geht die Ruhemasse des Myons in die Ruhemasse des Elektrons sowie in die kinetische Energie von Elektron und Neutrinos über. Für in Ruhe zerfallende Myonen haben die Zerfallselektronen das in Abb. 8 dargestellte Energiespektrum. Die maximale Elektronenenergie beträgt $E_{\max} = \frac{1}{2}\, m_\mu\, c^2$.

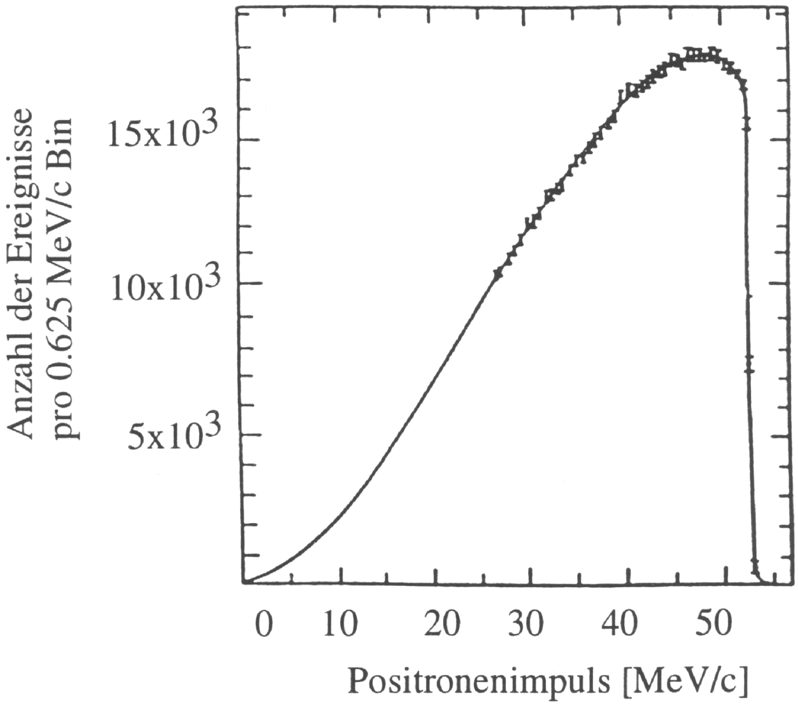

Abb. 8: Positronenimpulsspektrum beim Myonzerfall $\mu^+ \to e^+ + \overline{\nu_\mu} + \nu_e$ *in Ruhe (aus M. Barden et. al., Phys. Rev. Lett.* ***14****, 449 (1965)).*

Der Hamiltonoperator für die Zerfallsreaktion hat die Form

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \left(\overline{\psi_e}\, \gamma_\alpha\, (1-\gamma_5)\, \psi_{\nu_e} \right) \left(\overline{\psi_{\nu_\mu}}\, \gamma^\alpha\, (1-\gamma_5)\, \psi_\mu \right) \quad . \tag{7}$$

Hierbei ist ψ_x die Wellenfunktion des Teilchens x und γ sind Verknüpfungsoperatoren. Mit diesem Ansatz und Fermis goldener Regel berechnet sich die Lebensdauer τ_0 des Myons zu

$$\tau_0 = \frac{192\, \pi^3 \hbar}{G_F{}^2\, (m_\mu c^2)^5} \quad .$$

(8)

Aus der Lebensdauer und der Masse der Myonen kann daher die Kopplungskonstante G_F der schwachen Wechselwirkung bestimmt werden. Diese wichtige fundamentale Naturkonstante sollen Sie in diesem Versuch bestimmen. (G_F bitte in 1/GeV^2 angeben!).

Wird die Energie der Zerfallselektronen in Einheiten ihrer Maximalenergie angegeben:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_{\max}} \cong \frac{p_e}{\frac{1}{2} m_\mu} \quad , \tag{9}$$

so ist die Winkelverteilung der Zerfallselektronen relativ zur Myonspinrichtung mit θ als Winkel zwischen Elektronenimpuls und Myonspin gegeben durch

$$I_e(\theta)\sin\theta\,\mathrm{d}\theta = \tfrac{1}{2}\{1 \pm [(1-2\varepsilon)/(3-2\varepsilon)]\cos\theta\}\sin\theta\,\mathrm{d}\theta \quad , \tag{10}$$

wobei hier und im folgenden das Minuszeichen zu positiven Myonen und das Pluszeichen zu negativen Myonen gehört. (Details können bei T.D. Lee and C.S. Wu, Ann. Rev. Nucl. Sci. **15**, 381 (1965) gefunden werden.)

Das Impuls- und Asymmetriespektrum ergibt sich zu

$$n(\varepsilon,\theta) = 4\varepsilon^2 \left\{ (\tfrac{3}{2}-\varepsilon) + (\tfrac{1}{2}-\varepsilon)\cos\theta \right\} \quad . \tag{11}$$

Die Integration über alle vorkommenden Impulse führt zur Winkelverteilung (vgl. Abb. 5)

$$N(\theta) \propto 1 \mp \tfrac{1}{3}\cos\theta \quad . \tag{12}$$

Diese besagt, daß für positive (negative) Myonen das Zerfallspositron (-elektron) vornehmlich in (entgegen) der Spinrichtung des Myons emittiert wird. Damit läßt sich durch die Messung der räumlichen Zerfallsasymmetrie die Spinrichtung eines Myonenensembles bestimmen.

3.3 μ^-–Einfang

Ein in Materie zur Ruhe kommendes μ^- wird in die Hülle eines Atoms eingebaut und fällt in weniger als 10^{-12} s in den Grundzustand des Atoms (K–Schale). Damit kann wegen der endlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Myons im 1S–Zustand am Kernort die sogenannte μ^-–Einfangreaktion

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \tag{13}$$

mit dem freien Zerfall in Konkurrenz treten. Deshalb verkürzt sich die Lebensdauer der negativen Myonen. Für positive Myonen steht dieser Kanal natürlich nicht offen.

Die Wahrscheinlichkeit für den μ^-–Einfang ist bei leichten Kernen proportional zu der Wahrscheinlichkeit, daß das Myon sich innerhalb des Kerns aufhält, multipliziert mit der Protonendichte Z/A, also gleich

$$\int_\Omega \left|\psi_\mu(r)\right|^2 \, \mathrm{d}\Omega \cdot \frac{Z}{A} \approx \left|\psi_\mu(0)\right|^2 \cdot Z \propto Z^4 \quad , \tag{14}$$

da für die Myonwellenfunktion im myonischen Atom analog zu atomarem Wasserstoff gilt:

$$\left|\psi_\mu(0)\right|^2 \propto Z^3 \quad .$$

Bei schweren Kernen treten Korrekturen auf, wodurch die Einfangwahrscheinlichkeit etwas verringert wird.

Die Lebensdauer τ der μ^- berechnet sich somit zu

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c} \quad , \tag{15}$$

wobei τ_c die Lebensdauer bei reinem μ^-–Einfang ist (vgl. Tabelle in Abschnitt 7.3.).

4. Das magnetische Moment des Myons

Die geladenen Leptonen tragen ein magnetisches Moment $(\vec{\mu})$, welches proportional zum Spin ($\vec{s}$) des Teilchens ist. Der Betrag des magnetischen Momentes ist das Bohrsche Magneton des Teilchens und ist umgekehrt proportional zur Masse des Teilchens. Für ein Myon beträgt er

$$\vec{\mu}_\mu = g_\mu \cdot \mu_\mu^{\mathrm{Bohr}} \cdot \vec{s} \qquad \text{mit} \qquad \mu_\mu^{\mathrm{Bohr}} = \frac{e\hbar}{2\, m_\mu\, c} \quad . \tag{16}$$

Der Proportionalitätsfaktor zwischen magnetischem Moment und Magneton ist der g–Faktor und beträgt nach der Dirac–Theorie für Leptonen genau 2. Abweichungen davon können im Rahmen moderner Quantenfeldtheorien, insbesondere der Quantenelektrodynamik (QED), sehr genau berechnet werden. Für das Myon und das Elektron ist die Abweichung des g–Faktors vom Dirac–Wert $g = 2$, seine magnetische Anomalie

$$a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2} \quad , \tag{17}$$

von der Größenordnung α / π, wobei $\alpha \approx 1/137$ die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante ist. Die Abweichung kann im wesentlichen durch die Quantenelektrodynamik beschrieben werden, aber auch andere Wechselwirkungen wie die starke und die schwache zeigen nachweisbare Beiträge. Moderne Präzisionsmessungen, wie sie z. B. derzeit am Brookhaven National Laboratory (BNL) durchgeführt werden, geben die Möglichkeit, durch Vermessung der magnetischen Anomalie des Myons auch nach bisher unbekannten Wechselwirkungen zu suchen. Die dabei erreichbare Genauigkeit der Aussagen ist mit denen von Experimenten an Teilchenbeschleunigern mit höchsten Energien vergleichbar.

Befindet sich ein Myon in einem externen Magnetfeld $\vec{B}$ senkrecht zu seinem Spin $\vec{s}$, so beginnt sein magnetisches Moment eine Larmorpräzession bei der Frequenz

$$\omega_{\mathrm{Larmor}} = \gamma \cdot B = g * \mu_\mu^{\mathrm{Bohr}} * B * 2\pi/h \tag{18}$$

durchzuführen. Da beim Zerfall des positiven Myons das Zerfallspositron im Mittel vornehmlich in Richtung des Myonspins und damit auch in Richtung des magnetischen Momentes erfolgt, kann durch Beobachten des zeitlichen Verlaufs der Zerfallsasymmetrie in einem Ensemble von Myonen die Spinpräzession verfolgt werden (vgl. Abb. 9).

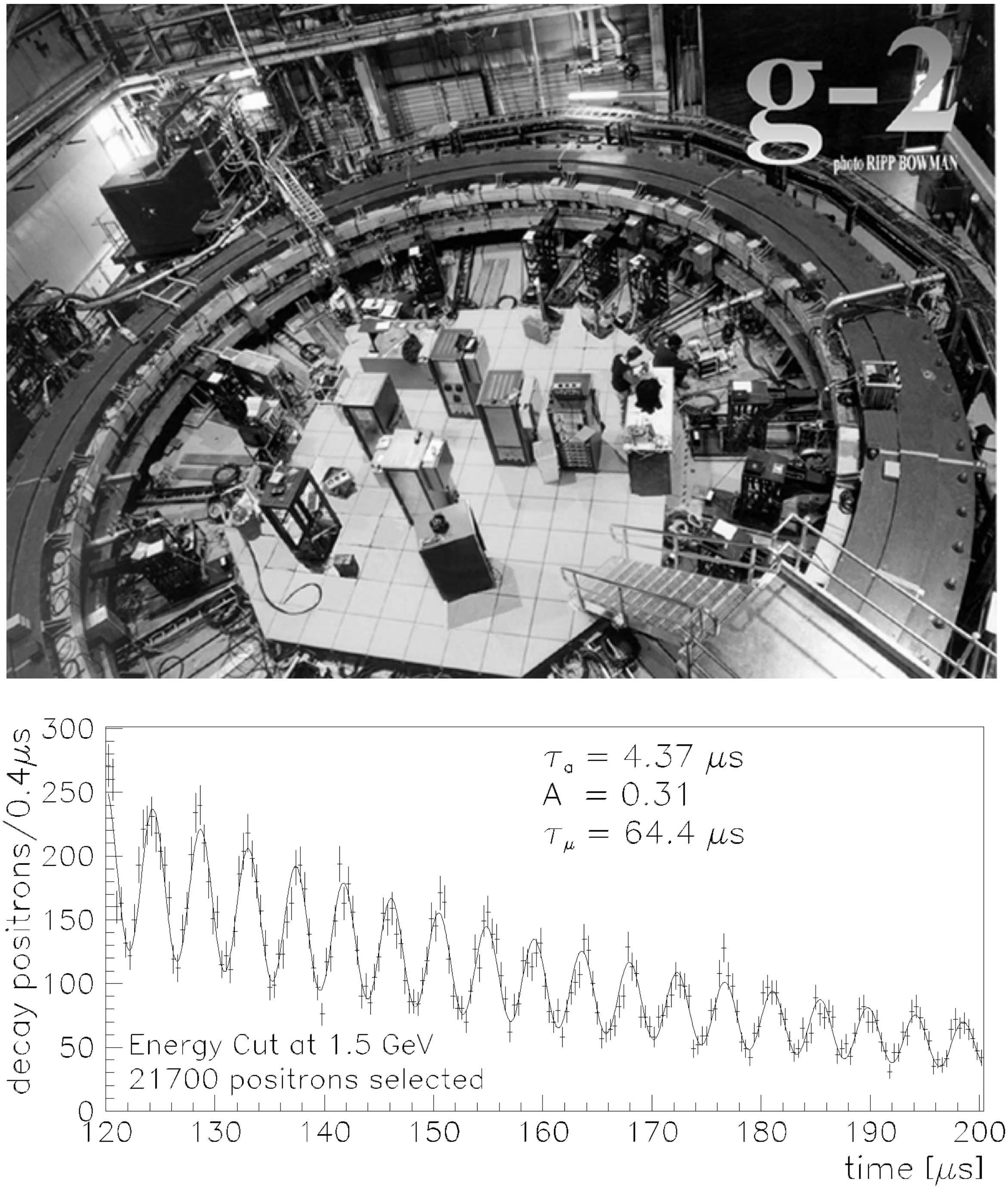

Abb. 9: Bei einer im Sommer 1997 am Brookhaven National Laboratory (BNL) auf Long Island, USA, durchgeführten Messung befanden sich Myonen mit einem Impuls von 3.1 GeV/c in einem Speicherring (oberes Bild) mit einem Magnetfeld von 1.45 T.
Die Oszillation in den Zählraten gibt die als Funktion der Zeit sich ändernde räumliche Zerfallsasymmetrie auf Grund der Larmorpräzession der Teilchen wieder, die mit feststehenden Detektoren beobachtet wurde, um welche die Teilchen aufgrund der Zyklotronbewegung kreisten. Aus der Frequenz läßt sich die magnetische Anomalie des Myons entnehmen (vgl. Gl. 17). Wegen der hohen Geschwindigkeit beträgt die Lebensdauer der Myonen im Laborsystem etwa 64 µs.

5. Versuchsdurchführung und Auswertung*

5.1 Versuchsprinzip

In dem Experiment sollen zunächst typische Methoden und Geräte in der Teilchenphysik kennengelernt werden. Dazu gehören u. a. Szintillationszähler, Elektronik zur Datenaufnahme, elektrische Schaltungen und Rechnersteuerung von Experimenten. Die Lebensdauern τ_{μ^+} und τ_{μ^-} der positiven und negativen Myonen können gemessen werden. Für negative Myonen wird der Kerneinfang untersucht. Aus der Spinpräzessionsfrequenz im äußeren Magnetfeld läßt sich die Myonmasse m_μ bestimmen. Aus der Lebensdauer und der Masse der Myonen kann die Fermi–Kopplungskonstante G_F der schwachen Wechselwirkung berechnet werden.

Kosmische Myonen werden in einem Stapel aus Metallplatten, der aus fünf 8 *cm* dicken Aluminiumplatten und einer 4 *cm* dicken Kupferplatte besteht, gestoppt (vgl. Abb. 10, 11). Die Metallschichten sind durch 1 *cm* dicke Plastikszintillationszähler getrennt. Zur Identifikation eines einlaufenden Teilchens wird seine koinzidente Detektion in zwei Szintillatoren oberhalb des Stapels verlangt.

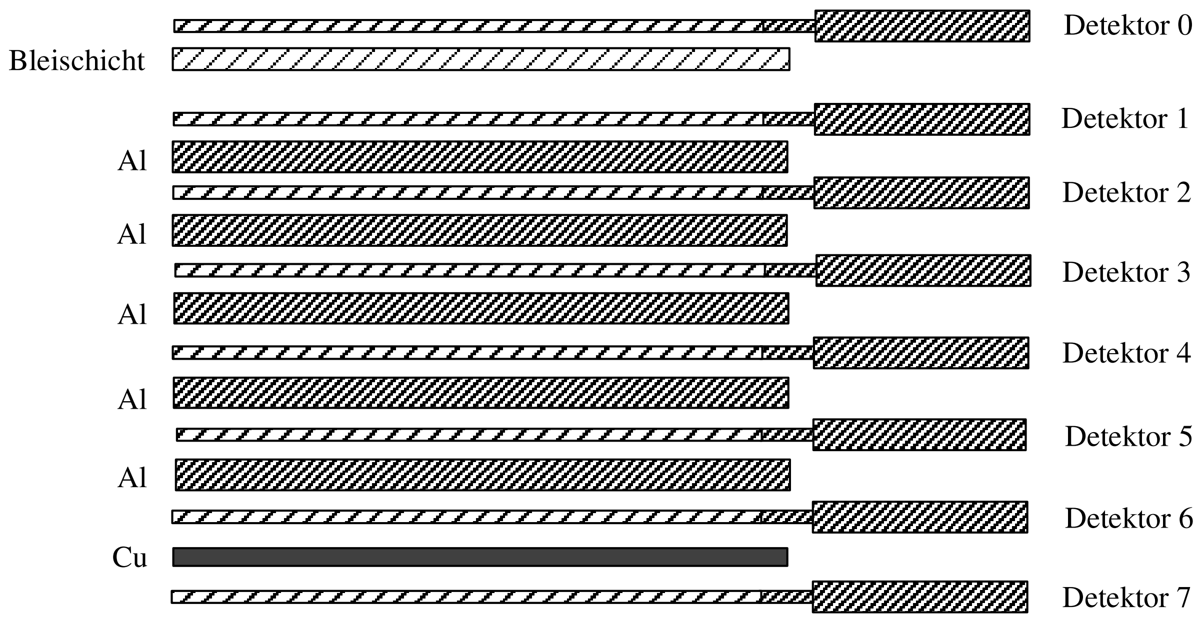

Abb. 10: Anordnung der Detektoren im Versuch

---

* Bitte denken Sie daran, daß physikalische Experimente ohne ein sinnvoll geführtes Protokollheft nicht sehr fruchtbar ausgewertet werden können. In dieses sollten alle Schritte im Verlauf des Versuches eingetragen werden. Insbesondere sollte aus dem Protokollheft ersichtlich sein, wann und wie etwas gemacht wird und welche Parameter den Meßaufbau beschreiben. Dies ist im Laborbetrieb in fast allen Fällen die einzige Möglichkeit, bei auftretenden Problemen herauszufinden, worin ein Fehler liegt. In das Protokollheft sollten Sie auch die Auswertung der Daten sowie Ihre Schlüsse eintragen.

Diejenige Schicht, in der das Teilchen zur Ruhe kommt, wird durch die Zahl der gleichzeitig in ununterbrochener Reihenfolge ansprechender Zähler bestimmt. Spricht auch der unterhalb des Stapels liegende Szintillator an, ist das Teilchen wahrscheinlich durchgeflogen und das Ereignis kann verworfen werden.

Das Elektron oder Positron aus dem Zerfall eines Myons wird in einem der beiden Zähler registriert, welche sich ober- und unterhalb der Platte befinden, in der das Myon zur Ruhe gekommen ist. Die Dicke der Metallplatten ist so gewählt, daß sie für die hochenergetischsten der Zerfallselektronen bzw. -positronen etwa der Reichweite in diesem Material entspricht. Aus der Zeitdifferenz zwischen dem Einkommen der Myonen und dem Beobachtungszeitpunkt für das geladene Zerfallsteilchen läßt sich für jedes Ereignis individuell die Lebensdauer bestimmen. Aus einer Vielzahl von Messungen ergibt sich die mittlere Lebensdauer, welche für negative Myonen aufgrund der Möglichkeit des Kerneinfangs von der Art des Materials abhängt, in dem sie gestoppt wurden.

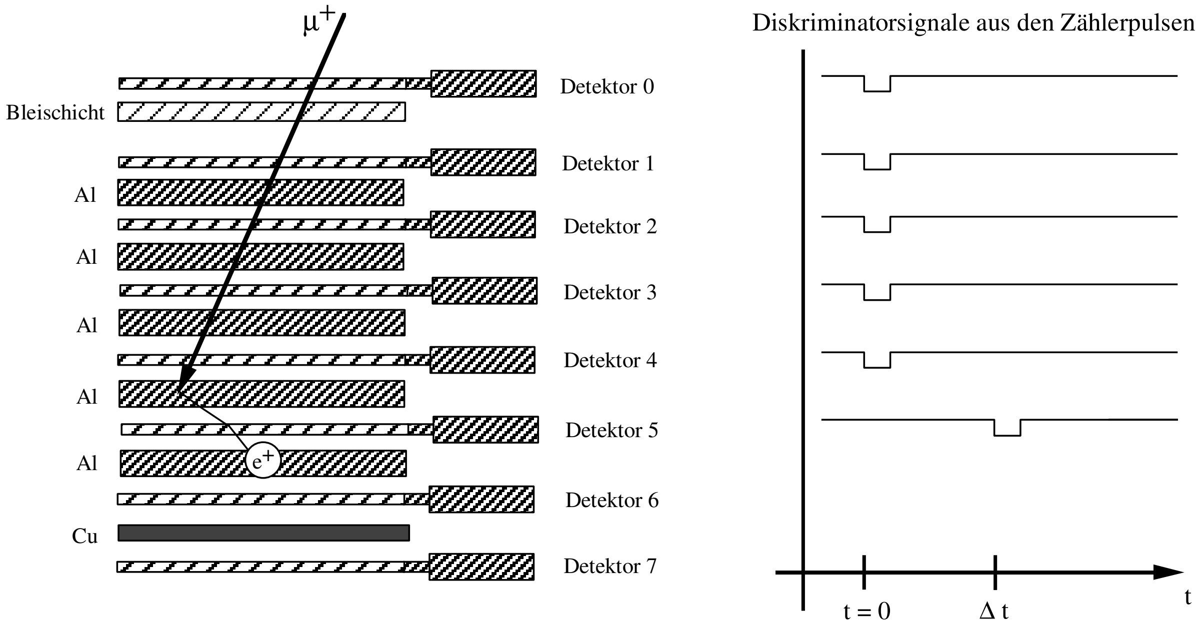

Abb. 11: Linke Seite: Schematisches Beispiel eines durch ein kosmisches Myon verursachten Ereignisses. Das Myon wird in dem Detektor abgebremst und kommt in einer der Metallplatten zur Ruhe. Rechte Seite: Zeitliche Abfolge der aus den Zählersignalen abgeleiteten Normpulse. Durch die Koinzidenz der einzelnen Signale wird dabei der Zeitpunkt $t = 0$ *für die Lebensdauermessung festgelegt. Der nach der Zeit* Δt *erfolgende Myonzerfall kann durch das Signal eines der zu dieser Metallplatte benachbarten Zähler nachgewiesen werden.*

Kosmische Myonen sind wegen der Paritätsverletzung beim Zerfall $\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu}$ bzw. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ und des monoton fallenden Primärteilchenenergiespektrums (vgl. Abb. 6) polarisiert. Für jedes kleine Energieintervall der Primärteilchen gilt, daß auch entgegen der Flugrichtung ausgesandte Myonen am Erdboden ankommen können, ihre Zahl ist aber wegen ihrer geringeren Geschwindigkeit im Vergleich zu den in Flugrichtung emittierten Myonen deutlich reduziert (kürzere Lebensdauer im Ruhesystem der Erde aufgrund geringerer Zeitdilatation). Die aus dieser Trennung der vorwärts und rückwärts emittierten Myonen resultierende Polarisation P hängt vom Verlauf des Energiespektrums und der beim Zerfall der Primärteilchen zur Verfügung stehenden Energie ab. Für Pionen als Primärteilchen beträgt die Polarisation $P = 0.33$, für Kaonen ($K^{\pm}$) beträgt sie $P = 0.54$ (siehe z. B. R. Adair, 1977). Der Spin positiver kosmischer Myonen zeigt bevorzugt entgegen ihre Flugrichtung.

Wegen der für negative Myonen deutlich kürzeren Lebensdauer in der Apparatur liegen nach einiger Zeit nur noch positive Myonen vor. Um die Möglichkeit zu haben, deren Larmorpräzession zu beobachten, ist der Metallplattenstapel und sind die meisten der Zähler im Inneren eines Magneten aufgestellt. Bei angelegtem Magnetfeld wird die Spinpräzession dadurch festgestellt, daß sich die Zählrate der Zerfallspositronen in den Szintillatoren ober- und unterhalb der Metallplatte, in der das Myon zur Ruhe kam, periodisch ändert. Dies resultiert aus der sich mit der Larmorfrequenz drehenden räumlichen Zerfallsasymmetrie.

Für einen feststehenden Szintillator ergibt sich bei Myonen mit einer Polarisation P und einer Asymmetrie A (vgl. Abb. 5) eine zeitabhängige Zählrate von

$$Z(t) \;=\; Z_0 \exp(-t/\tau_\mu) \cdot \left(1 + P \cdot A \cdot \cos(\omega_{\mathrm{Larmor}} \cdot t + \varphi) \right) \quad , \tag{19}$$

wobei φ vom Winkel zwischen Detektionsrichtung und ursprünglicher Myonspinrichtung abhängt, ansonsten aber im wesentlichen eine Apparatekonstante darstellt. Die Berücksichtigung von Mehrfachstreuung in Aluminium und von Raumwinkeleffekten ergibt für dieses Experiment eine erwartete Asymmetrie $A_0 = 0.23(1)$, was unterhalb des Wertes liegt, der in Gleichung (12) eingesetzt ist.

Mit dem Praktikumsaufbau lassen sich grundlegende Zusammenhänge in der Teilchenphysik studieren und fundamentale Naturkonstanten messen. Die in dem Versuch vorgestellten Meßprinzipien werden heute sowohl in Experimenten angewandt, die sich mit der Untersuchung fundamentaler Wechselwirkungen in der Teilchenphysik beschäftigen, als auch in solchen, bei denen anwendungsorientierte Fragestellungen im Mittelpunkt stehen. Im Zusammenhang mit letzteren ist vor allem die Technik der Myon–Spin–Rotation (μSR) zu nennen, mit der beispielsweise in kondensierter Materie lokale Magnetfelder vermessen werden können, insbesondere im Inneren von Supraleitern, wo andere Methoden wie NMR wegen des Skineffektes versagen.

5.2 Im Versuch zur Verfügung stehende Geräte und Elektronik

- Acht Plastikszintillationszähler mit Plexiglaslichtleiter (Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg) und Photomultiplier (Valvo XP 2020). Die Szintillatoren haben die Dimensionen $1\,cm \times 30\,cm \times 80\,cm$. Das aktive Zählermaterial und die Lichtleiter sind mit Aluminiumfolie umwickelt und zum Lichtschutz mit schwarzem Klebeband vollständig umschlossen.

- Eine Hochspannungsversorgung für die Photomultiplier (3500 V, 25 mA). Die Hochspannung der Photomultiplier muß negative Polarität haben und darf nicht mehr als 2500 V betragen, um eine Beschädigung der Röhren zu vermeiden.

- 6 Lagen aus Aluminium ($8\,cm \times 35\,cm \times 80\,cm$) und eine Lage Kupfer ($4\,cm \times 35\,cm \times 80\,cm$) sind zwischen jeweils zwei Szintillationszählern aufgeschichtet.

- Ein Magnet mit Feldrückführung aus Eisen umschließt den aus einem Schichtstapel bestehenden Zähleraufbau. Der Magnet ist konstruiert für geringe Feldinhomogenitäten bei großem Volumen (<10% im aktiven Bereich). Die zwei rechteckigen Spulen haben jeweils 41 Windungen. Die Maße der Feldrückführung aus Eisen sind $150\,cm \times 100\,cm \times 60\,cm$. Der Magnet kann über ein Netzgerät mit Strömen von bis zu 25 A betrieben werden. Dabei gilt für das magnetische Feld

$$B = I \cdot 2.0 \times 10^{-4} \;\frac{Tesla}{A} \qquad (20)$$

- Ein Zweikanal–Oszilloskop (Tektronix TDS 220, 100 MHz).

- Zwei Überrahmen für NIM–Elektronik. Die Überrahmen stellen eine Spannungsversorgung für die im Baukastensystem zusammenstellbaren Modulkombinationen dar. NIM (Nuclear Instruments Modules) - Elektronik ist ein Standard. Sie ist u. a. besonders geeignet für schnelle logische Signale auf der Zeitskala von ab etwa 1 nsec aufwärts. Logisch „1" ist dabei äquivalent zu einem Strom von $I = -16\,mA$ an 50 Ω, logisch „0" entspricht 0 mA. (Wo liegt der Vorteil darin, logische Signale als Ströme und nicht als Spannungen zu definieren?)

- Zwei Vierkanal–Updating–Diskriminatoren mit einstellbarer Länge der Ausgangspulse und einstellbarer Schwelle. Übersteigt am Eingang des Diskriminators ein Signal die Schwelle, so wird ein logischer Ausgangspuls (NIM-Signal) erzeugt (D 15, Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg).

- Zwei Acht–Dekaden–Vierkanal–Zähler für NIM–Signale (D 108, Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg).

- Zwei 12fach–Koinzidenzeinheiten (L 8, Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg).
- Zwei Koinzidenzeinheiten (L 14, Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg).
- Ein Gategenerator (G 43, Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg).
- Ein Vielkanalanalysator qVt zur Pulshöhenanalyse (Firma LeCroy).
- Ein Oszilloskop zur Darstellung der Pulshöhenspektren (HAMEG 312).
- Ein Verstärker für Signale 1 MHz–1 GHz (VV 17, Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg).
- Ein VME–Überrahmen. Dieser dient ähnlich den NIM–Überrahmen zur Spannungsversorgung von VME–Modulen. Vor allem trägt er ein Rechnerbussystem, über das die einzelnen Module Daten austauschen können.
- Ein VME–Rechner (Eltec EUROCOM 7) mit dem Betriebssystem OS 9. Dieser stellt den eigentlichen Rechner des Meßaufbaus dar.
- Ein 16–Kanal–Multihit–Time–to–Digital–Converter als VME–Modul mit ECL Eingang. (TDC, DL404, Eigenanfertigung Physikalisches Institut der Universität Heidelberg). (ECL = Emitter Collector Logic, Strompulse an $100\,\Omega$). Über einen 16–Kanal–NIM–ECL–Umsetzer läßt sich dieser mit NIM Standardsignalen betreiben.
- Ein PC, der über ein TCP/IP Protokoll mit dem VME–Rechner kommuniziert. Auf dem PC werden die Daten gespeichert und analysiert.

5.3 Die Elektronikmodule

Diskriminatoren:

Die Photomultiplier in diesem Versuch liefern schnelle negative analoge Signale, die den Durchgang eines Teilchens durch die Zähler signalisieren. Die direkten Signale sind nicht sehr gut geeignet, um logische Verknüpfungen zwischen den Signalen verschiedener Detektoren zu erzeugen. Daher werden die Signale zunächst in Diskriminatoren umgeformt. Diese erzeugen ein Normsignal, wenn eine analoge Spannung am Eingang eine gesetzte Schwelle überschreitet. Damit wird eine Bedingung an die Mindesthöhe der Signale gestellt und Rauschen unterdrückt. Dieses Normsignal trägt nur noch die Zeitinformation des analogen Pulses und die Information, daß der Puls eine Mindesthöhe gehabt haben muß. Bei dem Diskriminator D15 ist die Schwelle einstellbar zwischen -8 *mV* und -200 *mV*. Der Diskriminator heißt *updating*, weil der logische Puls verlängert wird, solange der Eingangspuls über der eingestellten Schwelle liegt. In diesem Versuch wird mit NIM–Signalen gearbeitet. Diese sind Stromsignale bei denen logisch „1“ einem Strom von -16 *mA* an 50 Ω und logisch „0“ keinem Strom entspricht. Diese Signale tragen die zeitliche Information von analogen Pulsen. (Genaugenommen steckt die Zeitinformation in der vorderen Flanke der Normpulse.) Bei dem Diskriminator D15 ist neben der Schwelle auch die Länge der NIM–Pulse zwischen 5 *ns* und 200 *ns* einstellbar.

Koinzidenzeinheiten:

Die NIM–Pulse der Diskriminatoren werden verwendet, um logische Verknüpfungen der Signale aus verschiedenen Szintillationszählern zu erstellen. Das geschieht mit Koinzidenzeinheiten L 14 bzw. L 8. Diese liefern genau dann ein Ausgangssignal, wenn die entsprechenden Eingänge die an den vorhandenen Schaltern eingestellte logische Verknüpfung erfüllen. Das Ausgangssignal liegt solange an wie die Bedingung erfüllt ist.

Zähler:

Die Zähler registrieren den Übergang eines logischen Signals am Eingang von „0“ nach „1“ am Eingang „CLOCK“, solange der Eingang „GATE“ durch ein logisches Signal aktiviert wird. Durch die Wahl des Signals am Gate–Eingang kann der Zähler ein- und ausgeschaltet werden. In diesem Versuch werden die Zähler unter anderem dazu verwendet, mit einer geeigneten logischen Schaltung die Effizienz der Szintillationszähler für den Nachweis der kosmischen Myonen zu bestimmen. Ein jeweils geeignetes Gate sollten Sie sich aus den vorhandenen Elektronikmodulen beschaffen.

Gategenerator:

Der Gategenerator G 43 liefert nach Eingang eines Startpulses einen logischen Puls (L–Ausgang) mit einer im Bereich von 40 ns bis 11 s einstellbaren Länge. Am Ende eines L–Pulses wird am D–Ausgang ein kurzer Puls ausgegeben. Durch geeignete Verschaltung zweier Gategeneratoren können Sie sich einstellbare Pulsfolgen z. B. zum Gaten eines Zählers erzeugen.

Time–to–Digital–Converter (TDC):

Die zeitliche Abfolge von Signalen kann mit einem 16–Kanal–Multihit–Time–to–Digital–Converter (TDC) aufgenommen werden. Der VME–TDC DL 404 ist mit einer internen 100 MHz Uhr ausgestattet, die es ermöglicht, Zeitdifferenzen auf 10 ns genau zu digitalisieren. In der verwendeten Betriebsart „common start“ wird die Zeitmessung mit einem NIM–Signal am Eingang „START“ begonnen. Liegt nun an einem oder mehreren der 16 Eingänge ein Signal (ein *Hit*) an, so wird die Zeit und die Nummer der ansprechenden Eingangskanäle in den Speicher des TDC Moduls geschrieben. Die Eingangssignale mindestens müssen eine Länge von 15 ns haben. Nach einem „START“ wird der Pegel am „Anti–BUSY“–Ausgang ($\overline{\mathrm{BUSY}}$) auf logisch „0“ gelegt und kann benutzt werden, um einen zweiten Start zu verhindern (vgl. Abb. 12). Nach Ablauf der maximalen Zeit von 41 μs wird ein Signal gesetzt, welches angibt, daß Daten in das Modul hineingeschrieben wurden. Es steht nun dem VME–Rechner ELTEC 7 über den VME–Bus zur Auslese zur Verfügung. Der Rechner übernimmt als Daten die Anzahl der Hits in dem 41 μs–Intervall, die Zeiten sowie die dazugehörigen Ereignismuster der Eingangskanäle. Danach setzt er das Modul in den Anfangszustand zurück und stellt das „Anti–BUSY“–Signal auf logisch „1“, um die Bereitschaft zu neuer Datenaufnahme zu signalisieren.

Vielkanalanalysator qVt:

Dieses Gerät bietet sehr effektive Möglichkeiten Zähler und Apparaturen einzustellen, sowie einfache Messungen von Ladungs- bzw. Spannungspulshöhenverteilungen und von Zeitspektren aufzunehmen. Ein Vielkanalanalysator ordnet einzelne Ereignisse in einen seiner Kanäle ein. Dabei ist die Kanalnummer proportional zu der Pulshöhe der analogen Eingangssignale im q- (Ladung) und V- (Spannung) –Betriebsmodus. Beim t- (Zeit) –Modus ist die Kanalnummer abhängig von der Zeitdifferenz zwischen externen Start- und Stoppulsen.
Die Anzeige erfolgt über ein einfaches Oszilloskop, auf dem die horizontale und vertikale Ablenkung durch entsprechend gekennzeichnete Ausgänge (x, y) des Vielkanalanalysators zur Darstellung der Spektren gesteuert werden. Sie können die Auflösung an einem Drehschalter auf 256 oder 1024 Kanäle einstellen. Ebenso wird der Betriebsmodus q, V oder t festgelegt. Für Photomultiplierpulshöhen empfiehlt sich der q–Modus. (Warum?) Die Pulse müssen negative Polarität haben.

Das Gerät empfängt nur Eingangspulse, wenn ein Gatesignal gleichzeitig anliegt. Dieses kann entweder intern erzeugt oder extern angelegt werden. Auf jeden Fall muß es mit dem zu messenden Eingangspuls überlappen. (Dies sollte am Oszilloskop überprüft werden.) Eine Messung wird durch (kurzes) Betätigen des Startknopfes nach rechts gestartet. Am gleichen Hebel wird auch (durch Betätigen nach links) gestoppt. Das Löschen der Kanaleinträge erfolgt durch gleichzeitiges Kippen der beiden Schalthebel zueinander.

5.4 Die Datenaufnahme und –analyse

Achtung:

Der Versuch ist im Sommersemester 1999 ausgebaut worden, so daß die Datenspeicherung und –analyse auf dem zur Verfügung stehenden PC anstatt wie bisher auf dem VME –Rechner stattfindet. Dies erlaubt umfangreichere Analysemöglichkeiten und eine verbesserte Ausgabe der Daten. Die hier vorliegende Anleitung zu diesem Teil des Versuchs (Kapitel 5.4 und 5.5) befindet sich daher noch in Arbeit. Wir bitten daher um Verständnis, für eventuelle Unvollständigkeiten oder Ungenauigkeiten. Vorschläge und Kommentare sind äusserst willkommen. Die Assistenten werden Ihnen gerne notwendige Informationen vor Ort geben.

Zur Überwachung des Experimentes, zur Datenaufnahme und zur vorläufigen Analyse steht entsprechende Software zur Verfügung.

Überblick: Die Daten werden vom TDC durch den VME- Rechner ausgelesen und über ein TCP/IP Protokoll an den PC geschickt. Damit diese Kommunikation funktioniert, gibt es auf VME-Rechner ein ‚server'-Programm (Sendeprogramm) und auf dem PC ein ‚client'-Programm (Empfangsprogramm). Auf dem PC werden die Rohdaten in Datenfiles geschrieben und können dort nach Beendigung der Datenaufnahme analysiert werden. Zunächst werden die Daten von einem Analyseprogramm bearbeitet und in ‚Ntuples' geschrieben – das sind (neue) Datenfiles, die von dem Analyse- und Graphikprogramm PAW eingelesen und weiterverarbeitet werden können.

Datenaufnahme: Auf dem VME Rechner gibt es ein Programm, welches die Daten aus dem TDC (vgl. Abb. 12) ausliest. Die Datenaufnahme testet in regelmäßigen Abständen, ob an dem TDC Daten zur Auslese anliegen. Dieser Vorgang wird *Polling* genannt. Werden neue

Daten vorgefunden, so werden diese vom TDC in das Memory des Rechners übernommen. Es stehen als Informationen die Zahl der Zeiteinträge und zu jedem Zeiteintrag die Zeit als eine 12–bit–Integerzahl und ein 16–bit–Wort für das Muster an den 16 Eingängen des TDC zur Verfügung. Diese Daten werden an den PC geschickt und dort in ein Rohdatenfile geschrieben.

Analyse: Das Analyseprogramm schreibt die Daten in ein PAW Ntuple. Dabei wird, um die Datenmenge zu reduzieren, die Bedingung gestellt, daß es mindestens zwei Zeiteinträge (ein Start vom einkommenden Myon und ein Stop von dem Nachweis des Elektrons aus dem Zerfall des Myons) gab. Die Analyseroutine zählt die Häufigkeit der verschiedenen Start- und Stopmuster und legt Histogramme für die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Zeiten zwischen Start und Stop für jeden Szintillationszähler an (siehe Tabelle auf Seite 26/27).
Mit dem Muster der angesprochenen Szintillationszähler des Startsignals ist die Position des gestoppten Myons bekannt. Mit sehr großer Wahrscheinlichkeit (abhängig von der Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler und damit auch von den von Ihnen vorgenommenen Diskriminatoreinstellungen) ist es im Metallblock unterhalb des letzten ansprechenden Zählers zur Ruhe gekommen. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen alle Szintillationszähler, durch die das Myon bis zum Stop hindurchgegangen ist, angesprochen haben. Hier sollten Sie sich klarmachen, daß jegliche Ineffizienz der Szintillationszähler und zu hohe Rauschraten zu einer Unsicherheit der Position des gestoppten Myons führt.

In den von der Analyse bereitgestellten Histogrammen 1220-1270 und 2210-2260 werden für jeden Zähler nur die Ereignisse eingetragen, bei denen das Myon in einer der angrenzenden Aluminium- bzw. Kupferplatten gestoppt worden ist. Dies ermöglicht eine bessere Unterdrückung von Stopsignalen, die nicht vom Zerfall des Myons herrühren (Was können Ursachen für solchen Untergrund sein?). Die Ereignisse werden für alle Zähler in getrennte Histogramme eingetragen, um die korrekte Funktionsweise aller Zähler überprüfen zu können.

Zum Nachweis der Polarisation der kosmischen Myonen wird ausgenutzt, daß anhand des Start- und Stopmusters festgestellt werden kann, ob das Positron aus dem Zerfall des Myons in dem Detektor nach oben bzw. nach unten zerfallen ist. Diese Ereignisse werden in die Histogramme 2210-2260 (Zerfall nach oben) und 1220-1270 (Zerfall nach unten) registriert. In dem Histogramm 2200 sind die Einträge aller Zähler für den Zerfall nach oben, im Histogramm 1200 der für den Zerfall nach unten aufsummiert. Diese Spektren beinhalten natürlich nur dann sinnvolle Daten, wenn die ordentliche Funktion aller Zähler sichergestellt ist. Nur bedingt lassen sich solche Probleme noch im nachhinein durch Anpassen der Software beheben.

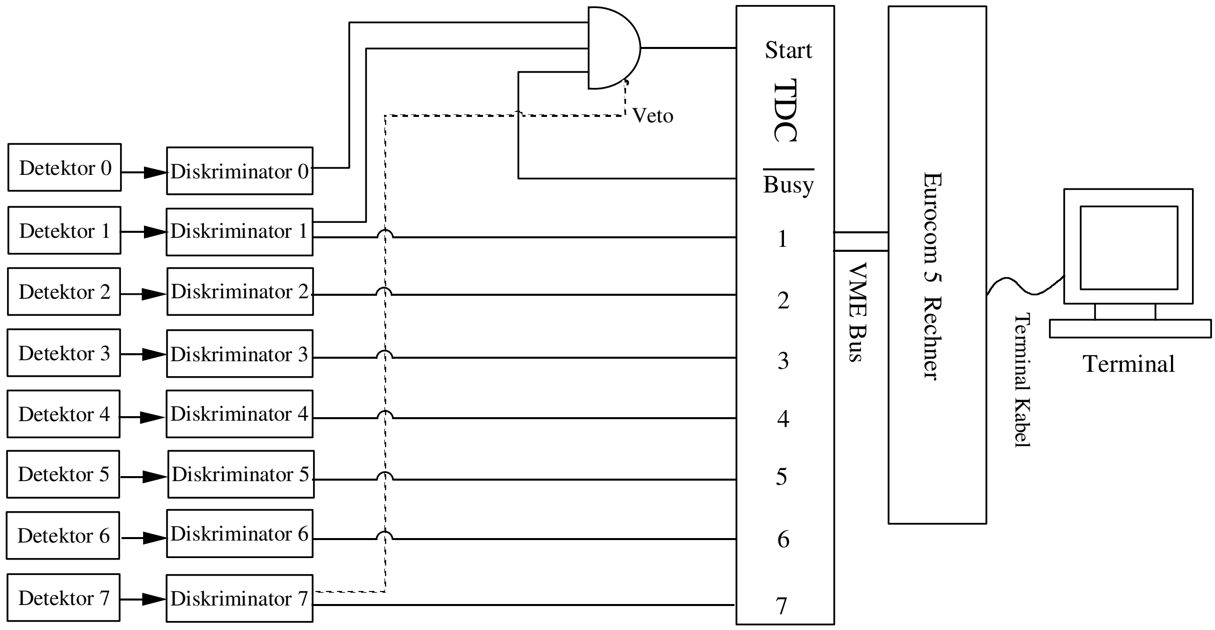

Abb. 12: Beschaltung des Multihit–TDC–Aufbaus. Der VME Rechner Eurocom 5 repräsentiert nur einen von vielen möglichen Prozessoren. An Stelle der Terminalleitung kann auch eine Internetverbindung mit einem beliebigen Rechner aufgebaut werden.

Beachten Sie bitte, *dass die hier gezeigte Beschaltung des TDCs den physikalisch gebotenen Minimalaufbau darstellt. Die aktuelle Realisierung der Software erwartet allerdings, dass auch der Diskriminator 0 mit dem ersten Eingang des TDCs verbunden wird und die anderen Kanäle lückenlos folgen.*

Die gestrichelt eingezeichnete Antikoinzidenz kann helfen, unerwünschte Trigger aufgrund nicht in dem Stapel gestoppter Myonen zu vermeiden. Wegen der geringen Teilchenrate kann bei diesem Experiment allerdings darauf verzichtet werden. Da ausserdem in der Analyse zum Finden von Nachpulsen der Photomultiplier Ereignisse verwendet werden, in denen alle Zähler angesprochen habe, wird von dieser Antikoinzidenz abgeraten.

5.5 Verwendung des Rechners

Datenaufnahme:

Die primäre Datenaufnahme geschieht durch den VME–Rechner EUROCOM 7 (*frontend-*Rechner) im VME–Überrahmen *. Zum Aufbau der Kommunikation mit dem PC sind folgende Schritte notwendig:

1) Vom **PC** aus, werden mit dem Macro **ftp_eltec-f13** einige notwendige Files auf den Frontend-Rechner (VME) kopiert.

2) Einloggen auf dem VME- Rechner vom PC aus mit : **telnet eltec-f13**. Nach Betätigen der „RETURN“–Taste sollte sich der **VME**–Rechner mit der Frage nach dem *Username* und dem *Password* melden. Diese beiden werden Ihnen von dem Versuchsassistenten am ersten Versuchstag bekanntgegeben werden. (Falls der VME- Rechner rebootet worden ist, müssen die Befehle `tmode nopause‘ und `load_test‘ eingegeben werden.)

3) Starten der Rechner-Kommunikation und der Datenaufnahme:

a) auf dem **PC** wird mit **client /home/muon/data** das Datenannahme-Programm gestartet. In dem Verzeichnis `*/home/muon/data*‘ werden die während des Versuches genommenen Daten gespeichert.

b) Auf dem **VME**-Rechner wird mit **start_f13** das Datensende-Programm und die Auslese des TDCs gestartet.

Am TDC sollten nun die Lämpchen blinken. In dem Verzeichnis `*/home/muon/data*‘ wird ein neues Datenfile erzeugt. Der Filename wird automatisch mit dem Datum des Tages generiert nach dem Muster ***FPMUON_[TAG]_[MONAT]_[JAHR]_[SUBRUN].DAT*** .

Nach 1-2 Minuten sollte man sehen, wie die Daten ins File fließen: Die Datenaufnahmerate ist ungefähr 1kB/20sec; die Daten werden in Paketen von 1kB verschickt; wenn 4kB angekommen sind werden die Daten ins File geschrieben.

4) Stoppen der Datenaufnahme : mit **Control C** im **VME**- Fenster

* Sollten Sie wider Erwarten den Rechner ausgeschaltet vorfinden, so wird er mit der im Anhang 7.1 beschriebenen Prozedur initialisiert.

Analyse:

1) Auf dem **PC** **analyse_start** aufrufen. Dieses zeigt zunächst alle Datenfiles in *`/home/muon/data`* an. Dann bitte das gewünschte Datenfile eingeben.

   Das Analyseprogramm startet und schreibt nun die Daten in Ntuples, die dann von PAW eingelesen und bearbeitet werden können. Alle 800000 events wird ein neues Ntuple-file mit Namen `**xxx**.nt_**yy**` geöffnet. Dabei ist **xxx** der ursprüngliche Filename und **yy** eine fortlaufende Nummer. Die Ntuples werden in *`/home/muon/ntuple`* gespeichert.

   Das Analyseprogramm springt automatisch nach *`/home/muon/analyse`* und öffnet dort **PAW**. Als erstes geben Sie bitte **return** ein, um ein Graphikfenster zu erhalten. Sie können, falls gewünscht, PAW natürlich auch direkt aufrufen, indem Sie in einem Terminalfenster **pawX11** eingeben. Geben Sie **return** ein, um ein Graphikfenster zu erhalten

2) <u>Einlesen der Daten in PAW</u>:

Als erstes müssen die Ntuples in **PAW** eingelesen werden. Wenn nur ein einziges Ntuple betrachtet wird, können Sie das mit folgendem Befehl tun:

hi/file ID ntname 4096

ID	Histogrammnummer z.B. 1
ntname	Ntuple-Name mit Pfadangabe : */home/muon/ntuple/fpmuon_ ... .dat.nt*
4096	gibt die Größe interner Puffer an; diese Zahl ist für uns aber ohne weitere Bedeutung.

Mehrere Ntuples mit gleichem Filenamen aber unterschiedlicher Nummer können gleichzeitig geladen und aneinandergehängt werden (das kann einige Minuten dauern):

nt_merge name ntname nr

name	Name des neu zu erzeugenden Ntuple
ntname	Name des 1. Ntuple Files einer Serie (sucht in */home/muon/ntuple*) : *fpmuon_ ... .dat.nt* (ohne numerische Extension, ohne Pfad)
nr	Anzahl der zu verkettenden Files

3) <u>Prüfen der Daten</u>

Mit **hi/list** erhält man eine Auflistung aller Histogramme mit ID-Nummer und einer Kurzerklärung (vgl. Tab. S.27/28 sowie */home/muon/DOCUMENTATION/fp13-histos.txt*). Sie können sich diese Histogramme einzeln anschauen mit

hi/pl ID([startkanal]:[endkanal]) .

Die Parameter in eckigen Klammern sind optional. Mit den Befehlen **opt liny** oder **opt logy** wählen Sie eine lineare oder logarithmische Darstellung. Die meisten dieser Histogramme (IDs 100-170 und 1200-22056) sind Zeit-Spektren, d.h. Häufigkeitsverteilungen bestimmter Ereignisse gegen die TDC-Zeit aufgetragen. Die Zeiteinträge in diesen Histogrammen sind in Einheiten von 10ns. Die Breite eines Histogrammkanals beträgt 100ns.

Um Ihnen die Überprüfung Ihrer Daten zu erleichtern, stehen auch Macros („kumacs") zur Verfügung, die mehrere dieser Histogramme zusammenfassen:

good_events [op] [start] [stop]
nachpulse [op] [start] [stop]
start_zeiten [op] [start] [stop]
max_and_single_hits [op] [start] [stop]
hit_pattern [op] [start] [stop] *)

op	liny oder logy für lineare oder logarithmische Darstellung
start	erster Kanal
stop	letzter Kanal

*) Das Macro hit_pattern.kumac funktioniert nur, nachdem das Ntuple-File mit dem Befehl ‚hi/file …' geöffnet worden ist. Im Gegensatz zu den anderen Macros, die nur Histogramme verwenden, wird hier auf die eigentliche Ntuple-Datenstruktur zugegriffen.

Anhand dieser Histogramme können Sie evt. Unregelmässigkeiten feststellen, wie z.B. starkes Nachpulsen eines Zählers, und einige wichtige und interessante Informationen extrahieren, z.B.:

- Wann wird der 1. Hit (das Signal des Myons) in den Histogrammen eingetragen? (Die Analyse der Myonenlebensdauer sollte erst nach diesem Zeitpunkt beginnen.)
- Wieviele der Starts zeigen eine ‚saubere' Startsignatur (Zähler 0-x angesprochen)?
- Wieviele Teilchen sind durchgeflogen?
- Zu wievielen Starts gibt es einen zweiten Hit?
- Wieviele dieser 2. Hits können einem Zerfallsereignis zugeordnet werden?

decays down			***decays up***	
Histo-ID	Zähler	Inhalt	Histo-ID	Zähler
		Einzelhistgramme: Good events		
1220	2	Good events	2210	1
1230	3	Good events	2220	2
1240	4	Good events	2230	3
1250	5	Good events	2240	4
1260	6	Good events	2250	5
1270	7	Good events	2260	6
		Summenhistogramme: Good events		
1200	2-7	Good events genau 2 Hits	2200	1-6
1205	2-7	Good events 2 oder 3 Hits	2205	1-6
1300	2-7	Good events 3. Von 3 Hits	2300	1-6
1301	2-7	Good events 2. Von 3 Hits	2301	1-6
12057	2,3,4,6	Good events genau 2 Hits *(decays Al)*	22056	1-4
		Zusätzliche Vektoren: (Nachpulse werden von den decay up Spektren abgezogen)	Vektor	
		Einzelvektoren	v22100	1
		“	..	..
		“	v22600	6
		Summenvektor , alle Zähler	v22000	1-6
		Summenvektor , Zähler 1-4 *(decays Al)*	v220560	1-4

		Nachpulse: 1. Hit : alle Zähler angesprochen (0-7) *2. Hit : in Zähler x*
100	0	Nachpulse
110	1	Nachpulse
120	2	Nachpulse
130	3	Nachpulse
140	4	Nachpulse
150	5	Nachpulse
160	6	Nachpulse
170	7	Nachpulse

*<u>Tabelle (1.Teil):</u> Übersicht der vom Analyseprogramm, welches mit **analyse_start** aufgerufen wird, erzeugten Histogramme und vom PAW Macro **create_vectors** erstellten Vectoren.*

Histo-ID	Zähler	Inhalt
		Verteilung der Startzeiten des 1. Hits für gute Startpattern (Zähler 0-x angesprochen)
200	0-6	Verteilung der Startzeiten, alle guten Startpattern 0-x mi t x = 0,…, 6
210	1	Verteilung der Startzeiten , Startpattern 0-1
220	2	Verteilung der Startzeiten , Startpattern 0-2
230	3	Verteilung der Startzeiten , Startpattern 0-3
240	4	Verteilung der Startzeiten , Startpattern 0-4
250	5	Verteilung der Startzeiten , Startpattern 0-5
260	6	Verteilung der Startzeiten , Startpattern 0-6
300	7	Verteilung der Startzeiten , Startpattern 0-7 (durchgeflogene Teilchen)
		Verschiedenes
500	alle	Maxhit-Verteilung: Häufigkeitsverteilung H(n) der Ereignisse mit n Hits
1000	alle	Startmuster der 1-Hit-Ereignisse: Häufigkeitsverteilung der Muster der angesprochenen Zähler mit nur 1 Hit. Die Zähler 0-7 werden durch 8 bits dargestellt, - diese werden in Dezimalzahlen umgerechnet

*<u>Tabelle (2.Teil):</u> Übersicht der vom Analyseprogramm, welches mit **analyse_start** aufgerufen wird, erzeugten Histogramme und vom PAW Macro **create_vectors** erstellten Vectoren.*

Anmerkungen zum Sprachgebrauch:

Hits zeitlich unterscheidbare Signale innerhalb des 41µs TDC-Zeitfensters

Good Event Startpattern (Muster des 1. Hits): Zähler 0-x angesprochen und 2. Hit in Zähler x oder x+1 (je nach Zerfall nach oben oder unten)

4) Vorbereitung zum Anpassen theoretischer Kurven an die Daten (Fit):

Alle vorbereiteten Fits sind „Vektorfits“. Diese Methode liefert erfahrungsgemäß die beste Genauigkeit. Um diese verwenden zu können, müssen die Daten aus den Histogrammen in Vektoren umgefüllt werden. Dazu gibt es das PAW-Macro (Filename-Extension: kumac):

create_vectors

Dadurch werden Vektoren mit 410 Komponenten erzeugt. Die Namen der Vektoren ergeben sich aus der jeweiligen Histogramm-ID und einem vorangestellten ‚v‘ (zB. wird der Inhalt von Histogramm 1200 in den Vektor v1200 umgespeichert); die dazugehörigen Fehler werden in Vektoren mit einem vorangestellten ‚e‘ gespeichert (z.B. e1200). Die Komponenten der Vektoren umfassen jeweils 100ns. Diese *Binbreite* kann mit einem weiteren Macro verändert werden:

do_rebin bin

bin	Anzahl der zusammenzufassenden Kanäle

Frage: Was für eine *Binbreite* wählt man sinnvollerweise? Was ist die maximale *Binbreite*, um eine oszillierende Funktion noch erkennen zu können?

5) Fitten mit vorbereiteten Macros („kumacs“) und Fitfunktionen

Achtung: Mit den vorhandenen „kumacs“ und Fitfunktionen können Sie eine vorläufige Analyse Ihrer Daten durchführen. Sie müssen dabei geeignete Parameter für die Binbreite, Startkanal und Endkanal wählen. Überlegen Sie, ob die vorhandenen Fitfunktionen Ihre Daten sinnvoll beschreiben oder ob Sie die Funktionen modifizieren müssen. Die verwendeten Kumacs und Fitfunktionen stehen in den Verzeichnissen */home/muon/analyse/kumac* bzw. */home/muon/analyse/functions* . Vermeiden Sie beim Fitten leere Kanäle ! (Dies können Sie sowohl durch die Wahl des Endkanals, wie auch durch die Binbreite beeinflussen.)
Weitere Hinweise zum Fitten finden Sie in Abschnitt 6.3.3.

a) Lebensdauer

lifetime v1 v2 func start stop [fopt] [bin] [op]

v1	Name des zu fittenden Vektors (zB. v1200)
v2	Fehlervektor (zB. e1200)
func	Fitfunktion, z.B. fit5_lt.for (Summe zweier e-Fkt. +Untergrund)
start	Fit startet bei Kanal \`start‘
stop	Fit stoppt bei Kanal \`stop‘
fopt	Fit-Optionen (siehe PAW manual, S. 365) : b: Fit-Parameter sind begrenzt (, bounded‘)
bin	Binbreite/100ns (bei 400ns also 4), **muss** nach do_rebin angegeben werden
op	liny oder logy für lineare oder logarithmische Skala

gefittete Parameter:

P1	$N\mu^{-}$ (t=0)
P2	$\tau_{\mu-}$ in µs
P3	$N\mu^{+}$ (t=0)
P4	$\tau_{\mu+}$ in µs
P5	Untergrund pro Kanal

<u>b) Asymmetrie</u>

asymmetry up down func start stop [fopt] [bin]

up	Name des up- Vektors (z.B. v2200)
down	Name des down- Vektors (z.B. v1200)
func	Fitfunktion, z.B. histofit.for : P1*cos (2 π/P2 +P3) +P4
start	Fit startet bei Kanal `start‘
stop	Fit stoppt bei Kanal `stop‘
fopt	Fit-Optionen (siehe PAW manual, S. 365)
bin	Binbreite/100ns (bei 400ns also 4), **muss** nach do_rebin angegeben werden

gefittete Parameter:

P1	Amplitude
P2	Periodendauer in µs
P3	Phase
P4	Offset

<u>6) Datenspeicherung</u>

Am Versuch können Sie Ihre Daten und die notwendigen Analyseprogramme auf eine CD schreiben, die Sie dann mitnehmen können: Nachdem Sie Ihre Ntuple erzeugt haben, erstellen Sie ein Urfile des Verzeichnisses /home/muon/CD, in dem Ihre Daten und Ntuples, die Analyseprogramme (sowohl für LINUX wie für Windows 95/98/NT) sowie weitere interessante Informationen enthalten sind. Falls Sie weitere Files für sinnvoll halten, können Sie diese in das Verzeichnis */home/muon/CD/sonstiges* kopieren. Das Urfile sollte nicht grösser werden als 680 MByte. Dies testet man im Verzeichnis */home/muon/CD* mit dem

Linux-Befehl **du -hc** , womit man die Länge aller zu schreibenden Files erhält. Mit dem Macro

makeimage

wird nun das Urfile */home/muon/CD_IMAGE/cd_image erzeugt.* Mit dem Macro

burncd

wird auf die CD geschrieben.

Die Möglichkeit, die Daten auf CD mitzunehmen haben wir gerade (Dez. 99) neu installiert. Um etwaige auftretende Anfangsschwierigkeiten beheben zu können, sind wir auf Ihre Rückmeldung angewiesen !

In jedem Fall können Sie in **PAW** mit den Befehlen

ve/wr vlist filename bzw. **ve/re vlist filename**

vlist	Liste der gewünschten Vektoren durch Komma getrennt
filename	Name des Files

die relevanten Vektoren formatiert in ein File schreiben und wieder lesen und dieses File mit **mcopy filename** auf eine Floppy schreiben .

7) Erzeugen und Drucken von PostScript-Files

Mit den Macros

open_file [filename] und

close_file

können Sie PS-Files erzeugen, die im Verzeichnis */home/muon/bilder* gespeichert werden. Nach dem Befehl **open_file** müssen Sie die Bilder, die sie ausdrucken wollen, wie gewohnt auf dem Bildschirm erzeugen. Vom Verzeichnis */home/muon/bilder* können Sie mit

lpr [filename].ps

oder direkt aus PAW mit

sh lpr /home/muon/bilder/[filename].ps

auf dem Drucker im Praktikum drucken.

6. Arbeitsprogramm

6.1 Durchführung des Experimentes

6.1.1 Der Umgang mit Szintillationszählern und schneller Elektronik soll geübt werden. Dazu ist ein sicherer Umgang mit dem Oszilloskop notwendig. Als Signal stehen die Ausgangspulse der Photomultiplier zur Verfügung. Die Hochspannung für die Photomultiplier sollte auf 2125 *V* bei negativer Polarität eingestellt werden. (Sollten Sie einen höheren Wert für erforderlich halten, so besprechen Sie dies bitte vorher mit Ihrem Assistenten. Auch dieser sollte ihnen keinen Wert über 2500 *V* empfehlen.)

Fragen dazu:

- Wie werden in einem Photomultiplier Photonen nachgewiesen?
- Wie werden die Photonen in dem Szintillator erzeugt?
- Welche Energie deponieren relativistische Teilchen wie Myonen aus der kosmischen Strahlung in einem Szintillator?

6.1.2 Beobachten Sie die Pulse aller Photomultiplier nacheinander am Oszilloskop. Beachten Sie dabei zunächst den Effekt, den ein Abschlußwiderstand von 50 Ω im Vergleich zum Oszilloskop-internen Abschlußwiderstand von 1 $M\Omega$ hat.

Frage dazu:

- Welchen Einfluß hat der Abschlußwiderstand auf die Signalform?

6.1.3 Skizzieren Sie die beobachteten Photomultiplierpulsformen. Notieren Sie die Pulshöhen. Nicht alle der beobachteten Signale kommen von nachgewiesenen Teilchen der kosmischen Strahlung. Ein erheblicher Beitrag ist das Rauschen des Photomultipliers. Es resultiert aus der Verstärkung einzelner aus der Photokathode ausgelöster Elektronen in den kaskadierten Dynoden. Deswegen wird das Rauschen auch als 1e–Rauschen oder *single electron peak* bezeichnet.

Fragen dazu:

- Wie sehen Pulse von Photomultipliern aus?
- Was ist charakteristisch an ihnen?
- Was bestimmt die Höhe dieser Pulse?
- Was bestimmt ihre Polarität?

6.1.4 Ein Diskriminator erzeugt aus analogen Pulsen Normsignale. Übersteigt das Eingangssignal einen eingestellten Schwellenwert, so wird ein NIM–Puls einstellbarer Länge generiert. Beobachten Sie zunächst für ein Photomultipliersignal die Funktionsweise eines der vier Kanäle des Diskriminators D15. Dazu schauen Sie am geschicktesten das Eingangs- und Ausgangssignal auf den beiden Kanälen des Oszilloskops an und verstellen Schwelle und Pulslänge am Diskriminator. Nutzen Sie dabei beide Ausgänge für das Signal an den Photomultiplierbasen (Warum kein T–Stück?).

Frage dazu:

- Wie wird die Schwelle eines Diskriminators bei den gegebenen Pulsen eingestellt?

6.1.5 Beobachten sie mit dem Oszilloskop Koinzidenzen zwischen zwei beliebigen Szintillatoren zunächst mit den analogen, dann mit den Diskriminatorausgangspulsen.

Frage dazu:

- Woher stammen diese Koinzidenzen?

Stellen Sie eine Koinzidenzschaltung mit den logischen Signalen aus den Diskriminatorausgängen ein. Verwenden Sie dabei die Koinzidenzeinheit L14. Durch eine Koinzidenzschaltung können zufällige Pulse stark unterdrückt werden. Die Rate R_{12} an zufälligen Koinzidenzen bei gegebenen Einzelraten R_1 und R_2 und mit einer Koinzidenzzeit von Δt ergibt sich zu

$$R_{12} = R_1 \cdot R_2 \cdot \Delta t \quad . \tag{21}$$

Frage dazu:

- Können Sie sich diese Formel aus einfachen Überlegungen ableiten?

Überprüfen Sie ihre Gültigkeit anhand der von Ihnen gemessenen Einzel- und Koinzidenzzählraten. Dazu können Sie durchaus auch verschiedene Diskriminatorpulslängen und Schwellen einstellen.

6.1.6 Kalibrieren Sie die Verstärkung der einzelnen Photomultiplier mit Signalen von kosmischen Teilchen. Dazu sollten Sie jeweils ein Spektrum der Pulshöhen mit dem Vielkanalanalysator aufnehmen (vgl. Abb. 13). Dazu wird ein Spektrum für identifizierte kosmische Teilchen aufgezeichnet (Gaten des Multichannel Analyzers mit der Koinzidenz aus den benachbarten Szintillatoren) und ein zweites, gegatet mit dem Diskriminatorpuls des betreffenden Zählers. Mit Hilfe dieser Spektren lassen sich die Diskriminatorschwellen einstellen. Führen Sie diesen Einstellvorgang für alle Zähler durch. Dabei sollten Sie sich darüber im klaren sein, daß von einer sauberen Einstellung der Schwellen die Qualität der nachfolgenden Messungen abhängt. Bestimmen Sie ferner das Verhältnis von mittlerer Pulshöhe zur vollen Halbwertsbreite (FWHM) an den Pulshöhenspektren (vgl. 6.2.1).

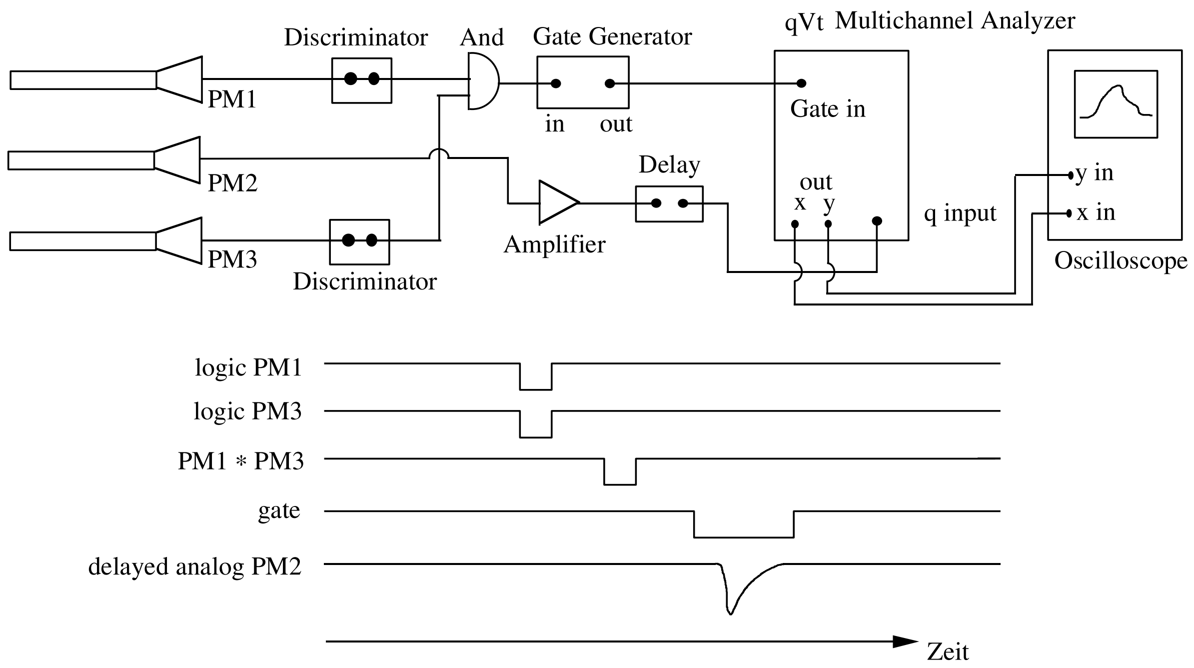

Abb. 13 Bestimmung der Pulshöhenspektren kosmischer Teilchen mit einem Vielkanal-analysator. Im oberen Teil ist die prinzipielle Schaltung abgebildet, im unteren die Zeitabfolge der einzelnen Signale.

6.1.7 Die Nachweiseffizienz der einzelnen Szintillatoren soll nach dem Einstellen der Diskriminatorschwelle bestimmt werden. Nutzen Sie dabei die Tatsache, daß eine Koinzidenz zwischen zwei Szintillatoren eindeutig ein durchlaufendes Teilchen signalisiert. Es kann davon ausgegangen werden, daß ein zwischen den zwei Szintillatoren gelegener Zähler von dem gleichen Teilchen getroffen wurde. Die unterschiedlichen Effizienzen der einzelnen Szintillatoren gehen in die Messung der Lebensdauer lediglich über die Anzahl der eindeutig identifizierten Myonenzerfälle, d.h. über die Statistik, ein; bei der Messung der Polarisation der kosmischen Myonen jedoch spielen sie eine wichtige Rolle (warum?).

Frage dazu:

- Wie läßt sich die Effizienz mit der vorhandenen Elektronik messen?

6.1.8 Ihre Kenntnisse und Ihre bisher im Versuch erlernten Fähigkeiten sollten Sie in die Lage versetzen, selbständig ein Pulshöhenspektrum der beobachtbaren Zerfallspositronen aufzunehmen und mit dem der einlaufenden Myonen zu vergleichen. Dazu ist zunächst eine geeignete elektronische Schaltung zu entwerfen, die der in Abb. 13 sehr ähnlich sein kann und nur ein weiteres wesentliches Element benötigt.

6.1.9 Die weiteren Messungen sollten mit Hilfe des Multihit–TDC durchgeführt werden (vgl. Abb. 12). Verbinden Sie dazu alle Photomultiplier über sorgfältig eingestellte Diskriminatoren mit dem TDC. Überprüfen Sie mit den Kommandos „single_hit“ und „double_hit“ das Funktionieren des Datenaufnahmesystems. Sie sollten am Bildschirm erkennen, wo ein Myon in der Apparatur gestoppt wurde und zu welcher Zeit es entweder nach oben oder nach unten zerfiel. Bei allen Experimenten mit ähnlichen Aufbauten ist es zu diesem Zeitpunkt wichtig, sich zu überlegen, ob die angezeigten Daten sinnvoll und zu verstehen sind. Erst wenn dies der Fall ist, sollten Sie zur Aufnahme längerer Meßserien übergehen. Überprüfen Sie ferner die Eichung des TDC, indem Sie mit dem Gate- und dem Delaygenerator einen Startpuls geeignet verzögern und auf einen bzw. mehrere geschickt gewählte Kanäle des TDC geben.

6.1.10 Die Lebensdauer der Myonen soll mit 5% Genauigkeit gemessen werden. Aus der Rate der gestoppten Myonen können Sie abschätzen, wie lange Sie für eine Bestimmung der Myonlebensdauer messen müssen. Hierbei ist ein bei Photomultipliern bekanntes Phänomen zu beachten: das Nachpulsen. Das Primärsignal im Photomultiplier erzeugt in dessen Restgas Ionen, die zurück zur Photokathode laufen und einen zweiten Puls auslösen können. Daher sind Zerfälle „nach unten“ für die Messung der Lebensdauer wesentlich geeigneter.

6.1.11 Ermittlung der Lebensdauer von negativen Myonen in Kupfer und in Aluminium. Die Lebensdauer negativer Myonen ist in Materie kürzer als die der positiven Myonen. Ursache ist der Kerneinfang. Um hier sinnvolle auswertbare Daten zu erhalten, sollte die Apparatur über 12 Stunden (eine Nacht lang) laufen.

6.1.12 Durch Anlegen eines Magnetfeldes von ca. 4 mT läßt sich die Polarisation der kosmischen Myonen messen. Führen Sie diese Messung mit möglichst guter Statistik durch. Hier sind Ihnen nur dadurch Grenzen gesetzt, daß Ihre Nachfolger am Versuch die gleiche Apparatur benutzen müssen.

Fragen dazu:

- Warum sind die Myonen polarisiert?
- Wie läßt sich die Polarisation nachweisen?

6.1.13 Stellen Sie sicher, dass alle zur Auswertung benötigten Parameter vor Beendigung des Versuches aufgezeichnet wurden.

6.2 Aufgabenstellung bei der Auswertung

6.2.1 Bestimmen Sie für einen Zähler beispielhaft die Energieverlustauflösung eines Szintillators. Dazu soll das Verhältnis von mittlerer Pulshöhe zur vollen Halbwertsbreite (FWHM) des Spektrums aus den Pulshöhenspektren bestimmt werden. Welche Rolle spielt die Energieverlustauflösung, die Sie hier kennengelernt haben, wenn überhaupt für den weiteren Verlauf des Versuches?

6.2.2 Die Effizienz der einzelnen Szintillatoren soll ermittelt werden (vgl. 6.1.7). Bitte stellen Sie Ihre Werte (eingestellte Schwelle, Effizienz, Signal-Rausch-Verhältnis) für alle Zähler in einer Tabelle zusammen.

6.2.3 Extrahieren Sie aus Ihren Messungen die absolute Rate an kosmischen Teilchen. Hierbei ist der Raumwinkel des beobachteten Firmaments zu beachten.

6.2.4 Geben Sie die von den einzelnen Szintillatoren nach Einstellung der Diskriminatoren detektierten Raten an. Hieraus kann die Rate der Zufallskoinzidenzen bei bekannter Länge der Normpulse abgeschätzt werden.

6.2.5 Die Lebensdauer von positiven und negativen Myonen soll bestimmt werden. Dazu können Zeitspektren zu geeigneten Zeitkanälen zusammengefaßt werden. Zur Auswertung stehen Ihnen i.a. drei wichtige Methoden zur Verfügung:

A) Die Lebensdauer kann graphisch ermittelt werden.
B) Eine Analyse mit Hilfe der beschriebenen Bartlettschen Funktion (vgl. Kapitel 6.3.2) stellt eine statistisch korrekte Analyse dar.
C) Die Daten können mit geeigneten Funktionen angepasst werden.

Beachten Sie dabei in jedem Fall den in den Zählern unvermeidlich anfallenden Untergrund. Ab welcher Zeit tragen die Zerfälle negativer Myonen nicht mehr signifikant zum Spektrum bei? Beachten Sie auch das Auftreten von Nachpulsen: Durch geeignete Auswahl der Daten (welche Zähler? Zerfälle nach unten bzw. nach oben?) sowie des Startkanals können Sie den Einfluss von Nachpulsen minimieren.

6.2.6 Berechnen Sie die Anzahl der erwarteten Myonenzerfälle im Zeitbereich > $10\,\mu s$ über den Ausdruck

$$\int_{10\mu s}^{\text{Ende des Messintervalls}} N_\mu \, e^{-t/\tau} \, \mathrm{d}t \quad , \tag{22}$$

wobei Sie ihre gemessenen Werte einsetzen.
Vergleichen Sie den berechneten Wert mit Ihrer Untergrundbestimmung.

Fragen dazu:

- Können Sie erklären, warum für Zeiten über $10 \mu s$ im wesentlichen Untergrund beobachtet wird?
- Sind diese $10\,\mu s$ ein besonders ausgezeichneter Zeitpunkt?

6.2.7 Vergleichen Sie die Abhängigkeit der von Ihnen bestimmten Kern–Einfangrate der negativen Myonen von der Kernladungszahl Z mit den Erwartungen.

6.2.8 Das magnetische Moment des Myons soll aus seiner Spinpräzession ermittelt werden. Geben Sie die ursprüngliche Spin–Richtung in bezug auf die Bewegungsrichtung der Myonen an.

6.2.9 Ermitteln Sie die Polarisation kosmischer Myonen. Welche Schlüsse über den Entstehungsprozeß kosmischer Myonen lassen sich daraus ableiten?

6.2.10 Bestimmen Sie aus Ihren Meßwerten die Fermi–Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung G_F. Verwenden Sie dabei, daß das Myon ein Lepton ist, was u. a. bedeutet, daß der magnetische g–Faktor bis auf die in diesem Experiment vernachlässigbaren quantenelektrodynamischen (QED) Korrekturen mit dem des Elektrons identisch ist. Denken Sie dabei an den fundamentalen Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment und der Masse eines punktförmigen Teilchens.

6.2.11 Das beim μ–Zerfall entstehende Elektron hat maximale Energie, wenn die Neutrinos entgegengesetzt zum Elektronimpuls wegfliegen (maximaler Rückstoß). Berechnen Sie mit Hilfe von Energie- und Impulssatz unter Vernachlässigung der Ruhemasse des Elektrons diese maximale Energie. Was passiert, wenn sie die Ruhemasse mit einbeziehen?

6.3 Hinweise zur Auswertung

Der Versuch ist ein schönes Beispiel dafür, daß die Registrierung großer Datenmengen sinnvoll nur mit Hilfe von Computern durchgeführt werden sollte. Bei der Auswertung ist es dann allerdings angezeigt, mit elementaren Mitteln die essentiellen Werte zu bestimmen. Bei der kritischen Beurteilung von Daten ist eine solche Methode zum Verständnis unerläßlich, bevor damit begonnen werden kann, entsprechende Algorithmen für einen Rechner zu programmieren. Für ein Einzelexperiment wäre eine Implementierung der in dieser Weise erarbeiteten Algorithmen nur wenig rentabel.

Die Aktivität beim radioaktiven Zerfall nimmt exponentiell, also mit $e^{-t/\tau}$, ab. Da die Myonen ein Gemisch von Teilchen mit zwei verschiedenen Lebensdauern sind, wird folgendes Zeitverhalten erwartet:

$$S(\tau) \;=\; N(t) \;=\; N(\mu^-)\, e^{-t/\tau_0}\, e^{-t/\tau_c} + N(\mu^+)\, e^{-t/\tau_0} \quad . \tag{23}$$

In logarithmischer Darstellung ergibt dies eine schwach gekrümmte Kurve, deren Steigung zwischen $(\tau_{\mu^+})^{-1}$ und $(\tau_{\mu^-})^{-1}$ liegt und abhängt vom Verhältnis $N(\mu^+)\,/\,N(\mu^-)$, von τ_c und von t selbst. Schätzen Sie ab, nach welcher Zeit t_0 die Zerfälle negativer Myonen gegenüber den Zerfällen positiver Myonen vernachlässigt werden können. Für $t>t_0$ kann das Spektrum in halblogarithmischer Darstellung durch eine Gerade mit Steigung $(\tau_{\mu^+})^{-1}$ approximiert werden. In diesem Experiment werden die Myonen im wesentlichen in zwei verschiedenen Materialien gestoppt, Aluminium und Kupfer. Welchen Wert für τ_c erwarten sie in Aluminium, Kupfer und organischem Szintillatormaterial?

6.3.1 <u>Graphische Bestimmung der Lebensdauer τ_μ</u>

Tabellieren Sie die Zahl der Ereignisse pro Zeitintervall, indem Sie eine geeignete Anzahl von Kanälen zusammenfassen und zeichnen Sie die Werte mit Fehlerbalken für die verschiedenen Absorbermaterialien auf halblogarithmischem Papier. Die Lebensdauer ergibt sich aus der Steigung einer Fitgeraden durch die Meßpunkte. Beachten Sie dabei, daß die unterschiedlichen Zeitbereiche verschieden stark die Lebensdauer positiver und negativer Myonen reflektieren. Da die Meßwerte bei kleinen Zeiten einen kleineren statischen Fehler haben, müssen sie stärker berücksichtigt werden als die Meßwerte bei großen Zeiten. Zur Bestimmung von τ ist der Untergrund vorher abzuziehen. Bitte geben Sie an, wie Sie den Untergrund bestimmen. Können Sie die Herkunft und den zeitlichen Verlauf des Untergrundes erklären?

6.3.2 Mathematische Bestimmung von τ

Eine mathematisch saubere Methode zur Ermittlung der mittleren Myonlebensdauer verwendet die Bartlettsche S–Funktion. (Eine detaillierte Beschreibung findet sich in S. Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse, BI, Bd. 816/816a).

Diese S–Funktion hat die Form:

$$S(\tau) = \frac{\sqrt{N}}{A(\tau)}\left(B(\tau) - \frac{\sum N_i t_i}{N}\right) \tag{24}$$

$$B(\tau) = \tau - \frac{T}{e^{T/\tau} - 1} \tag{25}$$

$$A(\tau) = \sqrt{\tau^2 - \frac{T^2 e^{T/\tau}}{(e^{T/\tau} - 1)^2}} \tag{26}$$

mit:
T = Beobachtungsintervall
N = Gesamtzahl der Ereignisse
t_i = Zeitpunkt des i–ten Zeitintervalls
N_i = Anzahl der Ereignisse im Zeitintervall i

Die Funktion ist so konstruiert, daß die wahrscheinlichste Lebensdauer τ gegeben ist durch

$$S(\tau) = 0$$

und daß durch $S(\tau) = \pm 1$

ein Konfidenzintervall $[\tau_{\min}, \tau_{\max}]$ festgelegt wird, in dem die tatsächliche Lebensdauer mit 70% Wahrscheinlichkeit liegt.

$S(\tau) = 0$ ist gleichbedeutend mit

$$B(\tau) = \frac{\sum N_i t_i}{N} \quad \text{bzw.} \quad \tau = \frac{\sum N_i t_i}{N} + \frac{T}{e^{T/\tau} - 1} \quad . \tag{27}$$

Für $T \to \infty$ ergibt sich speziell

$$\tau = \frac{\sum N_i t_i}{N}, \tag{28}$$

die übliche Definition der mittleren Lebensdauer.

Für endliche T berücksichtigt der Term $T/(e^{T/\tau}-1)$ die fehlenden Ereignisse zu späteren Zeiten.

Stellen Sie für eine sinnvolle Zeit T die Graphen von $A(\tau)$ und $B(\tau)$ auf Millimeterpapier dar. Berechnen Sie anhand ihrer Tabelle $\sum N_i t_i / N$ (wobei Sie für t_i die Zeitmitte des entsprechenden Intervalls nehmen), und entnehmen Sie der Kurve $B(\tau)$ die dazugehörige Lebensdauer τ_μ.

Berechnen Sie ferner $S(\tau)$ für $\tau = \tau_\mu$, $\tau_\mu \pm 0.3 \mu s$, zeichnen die 3 Werte auf Millimeterpapier und extrapolieren graphisch die Werte für τ für $S(\tau) = \pm 1$.

Beachten Sie, daß die Wahl des Zeitnullpunktes nicht beliebig ist! Beachten Sie bitte ferner, daß etwaig vorhandener Untergrund bei der mathematischen Beschreibung in Betracht gezogen werden muß.

6.3.3 Anpassen der Daten mit geeigneten Funktionen (Fitten)

Wenn Sie die vorgegebenen Macros (Kumacs) und Fitfunktionen zur Analyse verwenden, sollten Sie sich mit einigen wichtigen Grundregeln solcher Arbeiten vertraut machen:

Die verwendete Fit-Prozedur versucht eine Größe, die üblicherweise mit χ^2 bezeichnet wird, zu minimieren. Die Definition von χ^2 ist folgende:

$$\chi 2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(y_i(mess) - y_i(fit))^2}{(\Delta y_i)^2} \tag{29}$$

Wenn die Fitfunktion die Daten gut beschreibt, erwartet man, daß bei vielen Kanälen die Abweichung der Daten von der Fitfunktion im Mittel so groß ist wie der Fehler Δy der Einzelpunkte, d.h. daß jeder Summand im Mittel 1 wird und $\chi^2 \approx N$ (N=Zahl der zu fittenden Punkte). Da Δy als sqrt(y_{mess}) angenommen wird, dies aber nur für genügend hohe Zählraten der statistisch korrekte Fehler ist, ist das χ^2 Kriterium bei kleinen Zählraten kein gutes Kriterium mehr. (Für solche Fälle sind oft sogenannte *maximum likelyhood* Verfahren sinnvoll).

Vermeiden Sie daher möglichst leere Kanäle (d.h. Kanäle mit Null-Einträgen) oder Kanäle mit sehr geringer Statistik. Dies können Sie beeinflussen durch die Wahl des Endkanals wie auch durch die Binbreite.

Wie beurteilen Sie Ihren Fit?

Mehrere Kriterien stehen Ihnen zur Verfügung, die aber oft nicht alle gleichzeitig bzw. gleich gut erfüllt sein werden.

a) Beurteilen Sie Ihren Fit mit dem Auge: Sind die Daten gleichmäßig um die angepaßte Funktion verteilt oder gibt es systematische Abweichungen? Jeder wievielte Punkt darf im Mittel mit seinem Fehlerbalken die Kurve nicht berühren?

b) Wenn Sie die Parameter Startkanal, Endkanal, Binbreite geeignet gewählt haben, sollte $\chi^2 \approx N$ bzw . $\chi^2 / N \approx 1$ sein.

c) Beachten Sie auch die Angaben, die die Fit-Routine Ihnen gibt:

Wenn bei einem Fit für einen oder mehrere Fitparameter der Hinweis

** at limit ** erscheint, bedeutet dies, daß dieser Parameter an den Rand des erlaubten Bereiches gelaufen ist. Dieser Bereich wird im Macro *lifetime.kumac* durch die Vektoren pmin und pmax definiert (entsprechend in *asymmetry.kumac* durch apmin und apmax). Prüfen Sie, ob diese Werte sinnvoll sind. Falls nötig können Sie diese Grenzen dort ändern. Auf jeden Fall sollten Sie einen Fit, bei dem diese Meldung erscheint verwerfen. (In den Macros werden durch den Vektor par (bzw. apar) auch Startwerte für die Fitparameter definiert. Diese können Sie dort ebenfalls verändern, falls Sie es für sinnvoll erachten.)

Darüber hinaus geben Ihnen die von PAW verwendeten Fit-Routinen weitere Information über die Qualität des Fits. Im allgemeinen treten je nach Erfolg des Fits verschiedene Angaben auf:

STATUS	SUCCESSFUL oder CONVERGED	CALL LIMIT	FAILED oder PROBLEMS
ERR MATRIX	CONVERGED oder ACCURATE	UNCERTAINTY=..%	NOT POS-DEF

Idealerweise sollte ein guter Fit den Status SUCCESSFUL aufweisen und die Fehlermatrix positiv-definit sein.
Allerdings wird dieses Ergebnis bei der Lebensdauerbestimmung bisweilen nicht erzielt. Dies kann dann ein Hinweis darauf sein, daß systematische Fehler größer sein können als die rein statistischen. Die theoretische Fitfunktion beschreibt dann nicht mit ausreichender Genauigkeit die Daten. In manchen Fällen kann es hilfreich sein, das Binning der Daten zu verändern, d.h. größere Bins zu nehmen, um über kurzzeitige Schwankungen zu mitteln. Allerdings sollte man versuchen, die systematischen Einflüsse zu verstehen und möglichst zu berücksichtigen Dies kann in einer verbesserten Fitfunktion, aber auch bisweilen durch eine entsprechende begründete Korrektur der Daten geschehen.

Oft findet man auch, daß das Ergebnis eines Fits sehr empfindlich von den Startwerten für die jeweiligen Fitparameter abhängt. Bei ungünstigen Startwerten findet man dann leicht ein Nebenminimum. Dies ist insbesondere auch bei der Bestimmung der Lebensdauer der negativen Myonen der Fall. Dazu steht Ihnen, ganz analog zum Macro *lifetime.kumac*, das Macro *lifetime2.kumac* zur Verfügung, das Ihnen die Angabe weiterer Parameter erlaubt (s.u.).

Es erweist sich auch oft als hilfreich, einen Parameter festzuhalten. So können Sie z.B., ähnlich wie Sie bei der graphischen Auswertung vorgehen würden, zunächst zu späten Zeiten den Untergrund bestimmen. Dazu steht Ihnen das Macro *background.kumac* zur Verfügung (s.u.). Beachten Sie, daß dieser Wert (Untergrund pro Kanal) von der Binbreite abhängt!
Der so bestimmte Wert kann beim Fitten der zwei Exponentialfunktionen fest vorgegeben werden, indem er als Startwert in den Vektor par ('initial values') eingetragen wird und die Schrittgröße, mit der der Parameter variiert werden soll, im Vektor step auf Null gesetzt wird. Diese Möglichkeit ist ebenfalls in dem Macro *lifetime2.kumac* vorgesehen.

Die Oszillation beim Fitten der Larmorpräzession wird im allgemeinen viel besser gefunden, d.h. die Fit-Prozedur gibt Ihnen meistens eine positive Rückmeldung (Status SUCCESSFUL oder CONVERGED). Dies liegt u.U. auch daran, daß die statistischen Fehler durch die Differenzbildung bei der Berechnung der beobachteten Zerfallsasymmetrie größer sind. Bestimmte systematische Fehler können sich dadurch auch teilweise kompensieren. Sie sollten aber in jedem Fall die Kriterien a) und b) beachten.

Die Zerfallsasymmetrie wird durch

$$\frac{N_{up}(t) - N_{downi}(t)}{N_{up}(t) + N_{downi}(t)}$$

berechnet. Dabei werden die N_{up} und N_{down} Spektren so gewichtet, daß beide Spektren gleich viele Zerfälle enthalten. Machen Sie sich klar, daß Sie dann eine oszillierende Funktion bekommen, bei der der exponentielle Zerfall eliminiert ist. Die Amplitude hängt vom Produkt der Polarisation der kosmischen Myonen und der Zerfallsasymmetrie ab (vgl. S.16).

Die kritische Beurteilung von Fits ist eine schwierige Aufgabe, die viel Sorgfalt und Übung erfordert. Wenn Sie sich eingehender mit Verfahren zur statistisch korrekten Datenanalyse beschäftigen möchten, sei Ihnen ein Statistikbuch wie z.B. Brandt „Statistical and Computational Methods in Data Analysis“, North-Holland, Amsterdam (1976) empfohlen.

Zusätzliche Macros zum Fitten des Untergrundes und der Lebensdauer

background v1 v2 bin [start] [stop] [func]

v1	Name des zu fittenden Vektors (zB. v1200)
v2	Fehlervektor (zB. e1200)
bin	Binbreite/100ns (bei 400ns also 4), **muss** nach do_rebin angegeben werden
start	Startzeit des Fits in 100ns (z.B. 200 also 20µs)
stop	Stopzeit des Fits in 100ns (z.B. 410 also 41µs)
func	Fitfunktion: fitconst.for

lifetime2 v1 v2 start stop bin func [fopt] [op] [tau2] [unt] [fixu]

v1	Name des zu fittenden Vektors (zB. v1200)
v2	Fehlervektor (zB. e1200)
start	Fit startet bei Kanal \`start‘
stop	Fit stoppt bei Kanal \`stop‘
bin	Binbreite/100ns (bei 400ns also 4), **muss** nach do_rebin angegeben werden
func	Fitfunktion, z.B. fit5_lt.for (Summe zweier e-Fkt. +Untergrund)
fopt	Fit-Option: b: Fit-Parameter sind begrenzt (, bounded‘)
op	liny oder logy für lineare oder logarithmische Skala
tau2	Startwert für Lebensdauer der negativen Myonen
unt	Untergrund pro Kanal
fixu	0 : der Untergrund wird gefittet (Standard) 1 : der Untergrund wird bei dem Wert [unt] festgehalten

7. Anhang

7.1 Prozedur für Kaltstart des Frontend- Rechners

1) Mit Schraubendreher beide HEX-Schalter am VME Rechner auf 2 drehen.

2) Auf PC einloggen und **vmeconsole** in einem Terminalfenster eingeben. Zum Funktionieren des benötigten Programs `vmeconsole` muss der serielle Port 1 (9-Pin-Stecker) des PC mit dem seriellen Port der VME-CPU (Western-Stecker) verbunden sein

3) VME Rechner am Reset Schalter resetten; es erscheint ***> am Terminal.

4) **dc 0** eingeben: alle Einstellschritte werden angezeigt

5) Duch das Kommando **mc 0** wird die Einstellung initiiert:

- set to default? **n**
- enable autoboot? **y**
- operating system? **o**
- Enable OS9 debugger? **n**
- SCSI ID (<0>-<6>,<s>pecial)? **s**
- Boot from (<e>thernet, ..., rom <s>emaphore)? **e**
- Host Internet Address:? **129.206.33.251**
- boot file: (internet_address: filename)?
  129.206.33.235:/tftpboot/e7.boot.f_13
- use bootP protocoll? **n**
- **we** eingeben

Es gibt während dieses Prozesses keine Korrekturmöglichkeit.
Mit **dc 0** kann man seine Konfiguration überprüfen.

6) mit Schraubendreher den unteren HEX-Schalter auf **3** stellen, den oberen auf **0**.

7) CPU resetten. Sie sollte jetzt booten: Eine 4 erscheint im Display bei vollendetem Boot-Vorgang (vorher eine 2).

7) Man sollte sich im Consolenfenster einloggen können**.** Jetzt kann man sich auch per **telnet** auf der VME CPU einloggen. Dazu braucht man die Verbindung an der VME CPU mit Transceiver auf BNC-Stecker.

Name der VME-CPU:	eltec-f13.kip.uni-heidelberg.de
Adresse:	129.206.33.251
Name des Linux-PC:	fp-f13.kip.uni-heidelberg.de
Adresse:	129.206.33.235

8) Beide notwendigen Rechner sind jetzt `oben‘.
9) Aus dem Programm `vmeconsole‘ steigt man mit dreimaligem **control space** aus.

7.2 Testprogramme

Zur Kontrolle der Elektronik lassen sich mit den folgenden Programmen einzelne Ereignisse als Bitmuster auf den Bildschirm bringen (vom VME-Rechner aus):

test_1hit Schreibt ein aktuell vom TDC aufgenommenes Event online auf den Bildschirm. Das Muster von angesprochenen Szintillationszählern wird dabei als achtstellige Binärzahl dargestellt; so bedeutet zum Beispiel „10001010“, daß nur Kanal 1, 5 und Kanal 7 angesprochen haben. - Die Binaerzahl wird als Hexadezimalzahl dargestellt. Mit „Ctrl–C“ wird das Programm beendet. --??

test_2ormorehits Entspricht dem Programm „test_1hit“, doch wird ein zweites Event (ein möglicher Myonzerfall) innerhalb des Zeitfensters von 41 μs verlangt und dieses als zweites Bitmuster (als Hexadezimalzahl) ebenfalls auf den Bildschirm ausgegeben.

7.3. Myoneneinfangraten

Kern	Mittlere Lebensdauer τ_{μ^-} $[\mu s]$	Einfangrate λ_c $[10^5/s]$
Li 6	2.173 ±0.005	0.111±0.013
Li 7	2.194 ±0.004	0.028 ±0.013
Be	2.156 ±0.010	0.10±0.02
B 10	2.082 ±0.006	0.265±0.015
B 11	2.102 ±0.006	0.218±0.016
C	2.025 ±0.004	0.397±0.013
N	1.86 ±0.02	0.86±0.11
O	1.812 ±0.012	0.98±0.03
F	1.42 ±0.04	2.72±0.20
Ne	1.52 ±0.02	2.04±0.10
Na	1.19 ±0.02	3.87±0.15
Mg	1.04 ±0.02	5.07±0.20

Kern	Mittlere Lebensdauer τ_{μ^-} [μs]	Einfangrate λ_c [$10^5/s$]
Al	0.88 ±0.01	6.91±0.20
P	0.66 ±0.02	10.54±0.50
S	0.54 ±0.02	13.9±0.9
Cl 35	0.55 ±0.01	13.5±0.50
Cl 37	0.44 ±0.01	18.0±0.50
K	0.41 ±0.02	19.9±1.2
Ca	0.333 ±0.007	25.5±0.5
Ti	0.330 ±0.007	26.3±0.6
V	0.264 ±0.004	33.7±0.6
Cr	0.276 ±0.006	32.4±0.8
Ma	0.239 ±0.004	36.7±0.8
Fe	0.201 ±0.004	45.3±1.0
Ni	0.154 ±0.003	60.8±1.4
Cu	0.164 ±0.002	56.6±0.9
Zn	0.161 ±0.004	57.9±1.7
As	0.154 ±0.002	60.6±1.2
Y	0.120 ±0.001	78.9±1.1
Nb	0.092 ±0.001	104.0±1.4
Mo	0.105 ±0.002	91.4±1.8
Ag	0.0887 ±0.0009	108.6±1.3
Cd	0.0905 ±0.0003	106.3±1.1
In	0.0848 ±0.0008	113.7±1.3
Sa	0.0899 ±0.0010	107.0±1.4
Sb	0.0917 ±0.0011	104.9±1.4
I	0.0861 ±0.0007	112.0±1.1
Cs	0.0878 ±0.0019	109.8±2.4
Ba	0.0945 ±0.0007	101.8±1.0
La	0.0899 ±0.0007	107.1±1.0
Ce	0.0844 ±0.0007	114.4±1.1
Pr	0.0721 ±0.0006	134.5±1.3
Nd	0.0785 ±0.0008	123.2±1.4
Sm	0.0792 ±0.0010	122.2±1.7
Gd	0.0801 ±0.0010	120.9±1.6
Tb	0.0762 ±0.0007	127.3±1.3
Ho	0.0749 ±0.0006	129.5±1.3
Ta	0.0755 ±0.0006	128.6±1.3
W	0.081 ±0.002	120.2±3.0
Tl	0.0703 ±0.0009	138.3±2.0
Pb	0.0749 ±0.0004	129.8±1.0
Bi	0.0733 ±0.0004	132.6±1.0
U	0.088 ±0.004	109.0±5.0

(Aus: C. Rubbia, „Weak Interaction Physics“)